Die approbierte Originalversion dieser Dissertation ist an der Hauptbibliothek der Technischen Universität Wien aufgestellt (http://www.ub.tuwien.ac.at).

The approved original version of this thesis is available at the main library of the Vienna University of Technology (http://www.ub.tuwien.ac.at/englweb/).

# DISSERTATION

# Magnetostriktion von weichmagnetischen Materialien unter rotierender Magnetisierung und mechanischer Belastung

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der technischen Wissenschaften

unter der Leitung von

Univ. Prof. DI Dr. Helmut Pfützner
Institut für Grundlagen und Theorie der Elektrotechnik, E351

eingereicht an der Technischen Universität Wien
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

von

**Mag. Christian Krell**

A - 1080 Wien, Albertgasse 11/11
Matr.Nr. 8901846

Wien, am 5. Dezember 2003

Christian Krell

# Inhaltsverzeichnis

**Abbildungsverzeichnis** **iv**

**Tabellenverzeichnis** **vii**

**Zusammenfassung** **viii**

**Summary** **xi**

**1 Einleitung** **1**

1.1 Geschichtliches . . . . . 1

1.2 Abhängigkeit der Gestaltsänderung von der Magnetisierung . . 3

1.3 Aktuelle Problemstellung . . . . . 4

1.3.1 Stand der Forschung (State of the Art) . . . . . 5

1.3.2 Ziele dieser Arbeit . . . . . 8

**2 Experimentelles** **10**

2.1 Jochkonstruktion des dreiphasigen Rotational Single Sheet Testers . . . . . 10

2.2 Steuerung des Rotational Single Sheet Testers . . . . . 11

2.3 Bestimmung der magnetischen Größen $\boldsymbol{B}(t)$ und $\boldsymbol{H}(t)$ . . . . 13

2.3.1 Messung der Feldstärke $\boldsymbol{H}(t)$ . . . . . 13

2.3.2 Messung der Flußdichte $\boldsymbol{B}(t)$ . . . . . 14

2.3.3 Berechnung der totalen Verluste . . . . . 16

2.4 Regelung . . . . . 16

2.5 Mechanische Belastung der Probe . . . . . 17

**3 Bestimmung der Magnetostriktion** **19**

3.1 Meßmethodik . . . . . 19

3.2 Berechnung der multidirektionalen Magnetostriktion . . . . . 21

3.2.1 Der ebene Verzerrungszustand . . . . . 21

3.2.2 Der räumliche magnetostriktive Verzerrungszustand . . 25

3.3 Erfassung der Magnetostriktion unter rotierendem $\boldsymbol{B}$-Vektor . 25
3.3.1 Absolutwerte der Magnetostriktion . . . . . 25
3.3.2 Peak-to-peak-Werte der Magnetostriktion . . . . . 26
3.4 Praktische Durchführung der Messung . . . . . 27

**4 Messung ohne mechanische Belastung 31**
4.1 Hochgradig kornorientiertes (h.g.o.) SiFe unter alternierender Magnetisierung . . . . . 31
4.2 H.g.o. SiFe unter rotierender Magnetisierung . . . . . 32
4.3 Weitere Legierungen unter rotierender Magnetisierung . . . . . 36
4.3.1 Kornorientiertes (g.o.) SiFe unter alternierender Magnetisierung . . . . . 37
4.3.2 G.o. SiFe unter rotierender Magnetisierung . . . . . 38
4.3.3 Nicht orientiertes (n.o.) SiFe . . . . . 40
4.3.4 Amorphes Material . . . . . 43
4.4 Zusammenfassung der magnetostriktiven Eigenschaften der verschiedenen Materialtypen . . . . . 44

**5 Messung bei mechanischer Belastung 47**
5.1 Hochgradig kornorientiertes (h.g.o.) SiFe . . . . . 48
5.1.1 H.g.o. SiFe unter Zugbelastung in rolling direction (r.d.) 48
5.1.2 H.g.o. SiFe unter Zugbelastung in transverse direction (t.d.) . . . . . 49
5.2 Kornorientiertes (g.o.) SiFe . . . . . 53
5.2.1 G.o. SiFe unter Zugbelastung in r.d. . . . . 53
5.2.2 G.o. SiFe unter Zugbelastung in t.d. . . . . 54
5.3 Nicht orientiertes (n.o.) SiFe . . . . . 56
5.3.1 N.o. SiFe unter Zugbelastung in r.d. . . . . 56
5.3.2 N.o. SiFe unter Zugbelastung in t.d. . . . . 58
5.4 Amorphes Material . . . . . 59
5.4.1 Amorphes Material unter Zugbelastung in r.d. . . . . 60
5.4.2 Amorphes Material unter Zugbelastung in t.d. . . . . 62

5.5 Zusammenfassung der magnetostriktiven Eigenschaften unter Belastung . . . . . 65

**6 Interpretation der Ergebnisse 68**

6.1 Messungen ohne Belastung . . . . . 69

6.2 Messungen mit Belastung . . . . . 76

6.3 Zusätzliche allgemeine Bemerkungen . . . . . 81

**7 Praktische Relevanz rotierender Magnetisierung 84**

7.1 Erfassung der lokalen Magnetisierungsmuster an einem Modelltransformator . . . . . 84

7.2 Simulation der Magnetisierungsmuster am RSST . . . . . 84

7.3 Lokale Abschätzung der magnetostriktiven Verformung . . . . 86

7.4 Globale Abschätzung der magnetostriktiven Verformung . . . 88

7.5 Weiterer Ausblick . . . . . 89

**8 Schlußfolgerungen 91**

**Literaturverzeichnis 94**

**Herzlichen Dank ... 99**

**Lebenslauf 100**

**Publikationsliste 101**

# Abbildungsverzeichnis


1 Atomare Momente in einem Kristallverbund . . . . . 2
2 T-joint Region eines Transformators . . . . . 5
3 Magnetostriktive Verformung in r.d. . . . . 6
4 Induktionsvektor $\boldsymbol{B}$ als Funktion der Intensität von $\boldsymbol{H}$ . . . . 6
5 Magnetisierungsmuster in rotierenden Maschinen . . . . . 7
6 Jochkonstruktion des dreiphasigen RSST . . . . . 11
7 Gesamtansicht des dreiphasigen RSST . . . . . 12
8 Schematischer Aufbau der Regelung des RSST . . . . . 13
9 Aufbau des Sensors für $\boldsymbol{B}$ und $\boldsymbol{H}$ . . . . . 14
10 Schematische Darstellung von Spulen- und Spitzenmethode . . 15
11 Mechanische Belastung des Samples . . . . . 18
12 Blockschaltbild des Meßaufbaus zur Erfassung der Magnetostriktion . . . . . 21
13 Deformation eines infinitisemalen Rechteckes . . . . . 22
14 Anordnung der DMS auf der Probenoberfläche . . . . . 28
15 Probe mit aufgeklebten DMS . . . . . 28
16 Blockschaltbild des Meßaufbaus zur Erfassung der multidirektionalen Magnetostriktion . . . . . 29
17 Filterung des Meßsignals . . . . . 30
18 NSC Datenblatt für 0-Peak Magnetostriktion von h.g.o. SiFe . 32
19 Bsp. für ein appliziertes Magnetisierungsmuster . . . . . 33
20 Absolutwerte der peak-to-peak MS von h.g.o. SiFe . . . . . 34
21 Relativwerte der peak-to-peak MS von h.g.o. SiFe . . . . . 35
22 Peak-to-peak MS Verteilung über die Probenebene bei 1.4T . 36
23 Peak-to-peak MS Verteilung über die Probenebene bei 1.7T . 37
24 NSC Datenblatt für 0-Peak Magnetostriktion von g.o. SiFe . . 38
25 Absolutwerte der peak-to-peak MS von g.o. SiFe . . . . . 39
26 Relativwerte der peak-to-peak MS von g.o. SiFe . . . . . 40
27 Absolutwerte der peak-to-peak MS von n.o. SiFe . . . . . 41

28 Relativwerte der peak-to-peak MS von n.o. SiFe . . . . . 42
29 Absolutwerte der peak-to-peak MS von amorphen Material . . 44
30 Relativwerte der peak-to-peak MS von amorphen Material . . 45
31 Absolutwerte der peak-to-peak MS von h.g.o. SiFe - 5MPa in r.d. . . . . 49
32 Relativwerte der peak-to-peak MS von h.g.o. SiFe - 5MPa in r.d. . . . . 50
33 Absolutwerte der peak-to-peak MS von h.g.o. SiFe - 5MPa in t.d. . . . . 51
34 Relativwerte der peak-to-peak MS von h.g.o. SiFe - 5MPa in t.d. . . . . 52
35 Absolutwerte der peak-to-peak MS von g.o. SiFe - 5MPa in r.d. 54
36 Relativwerte der peak-to-peak MS von g.o. SiFe - 5MPa in r.d. 55
37 Absolutwerte der peak-to-peak MS von g.o. SiFe - 5MPa in t.d. 56
38 Relativwerte der peak-to-peak MS von g.o. SiFe - 5MPa in t.d. 57
39 Absolutwerte der peak-to-peak MS von n.o. SiFe - 5MPa in r.d. 59
40 Relativwerte der peak-to-peak MS von n.o. SiFe - 5MPa in r.d. 60
41 Absolutwerte der peak-to-peak MS von n.o. SiFe - 5MPa in t.d. 61
42 Relativwerte der peak-to-peak MS von n.o. SiFe - 5MPa in t.d. 62
43 Absolutwerte der peak-to-peak MS von amorphen Material - 5MPa in r.d. . . . . 64
44 Relativwerte der peak-to-peak MS von amorphen Material - 5MPa in r.d. . . . . 65
45 Absolutwerte der peak-to-peak MS von amorphen Material - 5MPa in t.d. . . . . 66
46 Relativwerte der peak-to-peak MS von amorphen Material - 5MPa in t.d. . . . . 67
47 Schematische Darstellung der Goss-Textur . . . . . 70
48 Domänenstruktur von SiFe mit Goss-Textur . . . . . 71
49 Ausbildung von Transversaldomänen bei externen Feld in t.d. 71
50 Dynamik der Domänenstruktur bei CM . . . . . 72
51 Dynamik der Domänenstruktur bei RM . . . . . 73

52 Schema der Kristallite in SiFe . . . . . 74
53 Domänen eines nicht geglühten amorphen Bandes . . . . . 75
54 Domänen eines nicht geglühten amorphen Bandes . . . . . 76
55 Domänenstruktur von h.g.o. SiFe . . . . . 79
56 Schema des Modelltransformators . . . . . 85
57 Simulationsergebnisse für $\hat{\lambda}$ von $a = 0$ bis $a = 1$ . . . . . 86
58 Magnetisierungsmuster in rotierenden Maschinen . . . . . 90

# Tabellenverzeichnis


1 Gemessene AM MS Werte von h.g.o. SiFe . . . . . 31

2 Gemessene AM MS Werte von g.o. SiFe . . . . . 38

3 Übersicht über die magnetostriktiven Eigenschaften der verschiedenen Materialtypen ohne Belastung . . . . . 46

4 Übersicht der Absolutwerte der peak-to-peak MS von h.g.o. SiFe 53

5 Übersicht der Relativwerte der peak-to-peak MS von h.g.o. SiFe 53

6 Übersicht der Relativwerte der peak-to-peak MS von g.o. SiFe 58

7 Übersicht der Relativwerte der peak-to-peak MS von n.o. SiFe 63

8 Übersicht der Relativwerte der peak-to-peak MS von amorphen Material . . . . . 63

9 Übersicht der Materialtypen unter unterschiedlicher Belastung 68

10 Numerische Ergebnisse der Kernregionen . . . . . 87

# Zusammenfassung

Im Bereich der Energietechnik werden für den Bau von Motoren, Generatoren und Transformatoren **weichmagnetische Materialien** eingesetzt. Während bei Generatoren und Motoren meist **magnetisch isotrope** Materialien verwendet werden, sind es bei großen Transformatoren **hoch kornorientierte** (highly grain oriented - h.g.o.) Materialien. Letztere weisen eine pauschale magnetisch leichte Richtung ("easy" direction) auf, und zwar in Walzrichtung (rolling direction - r.d.), für welche die magnetischen Eigenschaften des Materials industriell katalogisiert werden.

Durch ein angelegtes Wechselfeld beginnt der Flußdichtevektor $\boldsymbol{B}(t)$ zu oszillieren. Wenn er über eine ganze Magnetisierungsperiode entlang der leichten Richtung ausgerichtet ist, spricht man von eindimensionaler bzw. **alternierender Magnetisierung** (AM). Sofern Komponenten von $\boldsymbol{B}(t)$ auftreten, die aus der leichten Richtung herauszeigen, liegt zweidimensionale bzw. **rotierende** Magnetisierung (RM) vor.

In einem Transformator existieren Regionen (Ecken, Kanten, Überlappungsregionen), wo sich $\boldsymbol{B}$ aus der leichten Richtung deutlich herausdreht und somit zweidimensionale Magnetisierungsmuster auftreten. Auch bei Motoren und Generatoren, wo nicht orientierte (non oriented - n.o.) Materialien zum Einsatz kommen, tritt im Bereich des Rückjochs rotierende Magnetisierung bis hin zu zirkularer auf.

Routinemäßig werden weichmagnetische Materialien auf ihre Charakteristika durch normierte Meßverfahren überprüft. Mit diesen Methoden (Epstein Rahmen, Single Sheet Tester, Single Strip Tester) ist es allerdings nur möglich AM (und somit eindimensionale Magnetisierung) zu applizieren. Obwohl in den letzten Jahren bereits zahlreiche Varianten von Rotational Single Sheet Testern (RSSTs) entwickelt wurden, die es erlauben, rotierende Magnetisierungsmuster zu erzeugen, beschränkten sich fast alle bisherigen Untersuchungen auf die Erfassung der Feldgrößen $\boldsymbol{B}(t)$ und $\boldsymbol{H}(t)$ und der mittels der Poynting-Methode daraus direkt ableitbaren totalen Verluste. Im Bereich der Magnetostriktion beschränkte sich der State of the Art auf eine Arbeit von M. Enokizono zu einem n.o. SiFe Material und auf von A. Hasenzagl vorgenommene Vorarbeiten zur vorliegenden Studie (erste Magnetostriktionsmessungen an h.g.o. SiFe).

Ziel dieser Arbeit war es, unter exakt definierten Magnetisierungsmustern die Magnetostriktion verschiedener Typen von Materialien zu erfassen. Die Magnetostriktion $\lambda(\alpha, t)$ sollte unter einem 50 Hz Wechselfeld zu jedem beliebigen Zeitpunkt $t$ für alle Winkel $\alpha$ der $xy$-Probenebene bestimmt werden. Inter-

national gesehen erstmals sollten dabei auch **mechanische Belastungszustände** berücksichtigt werden.

Eine parallel entwickelte **Regelung** zur Erzeugung definierter Magnetisierungsmuster wurde zur Untersuchung der Magnetostriktion eingesetzt. Mit der durch Software unterstützten Regelung ist es möglich, das Magnetisierungsmuster definiert zu steuern. Außerdem kann eine vorgegebene (in den meisten Fällen konstante) Winkelgeschwindigkeit von $\boldsymbol{B}(t)$ gewährleistet werden. Die Erfassung von $\boldsymbol{B}(t)$ erfolgte dabei mit der Spitzenmethode.

Die Messungen von $\lambda(t)$ wurden mit Dehnmeßstreifen in Viertelbrückenschaltung in drei verschiedenen Richtungen an der Probenoberfläche vorgenommen. Eine anschließend durchgeführte Fourieranalyse mit Vielfachen von 100 Hz war notwendig, um die speziell bei alterniernder Magnetisierung sehr schwache Magnetostriktion vom Rauschen zu bereinigten und ein verwertbares Signal zu erhalten. Unter Zuhilfenahme des allgemeinen Dehnungstensors der Ebene, der drei unabhängige Einträge besitzt, konnte aus den in drei gleichzeitig erfaßten Teilresultaten die Magnetostriktion $\lambda(\alpha, t)$ für beliebige Winkel $\alpha$ der Ebene zu jedem fixen Zeitpunkt $t$ errechnet werden.

Neben den im Transformatoren- und Generatorenbau üblicherweise verwendeten SiFe-Legierungen wurde auch ein auf Eisen basierendes amorphes Band untersucht. Im Detail wurden die folgenden vier Materialtypen ausgewählt:

- hoch kornorientiertes (h.g.o.) SiFe - ZDKH23 von NSC (Dicke 230$\mu$m),
- kornorientiertes (g.o.) SiFe - 30M5 von NSC (Dicke 300$\mu$m),
- nicht orientiertes (n.o.) SiFe - V330-35AP von EBG Bochum (Dicke 350$\mu$m) und
- amorphes Material - METGLAS© Magnetic Alloy 2605SA1 von Honeywell (Dicke 30$\mu$m).

Da in der Praxis die Magnetostriktion Verursacher des bekannten Brummens von Transformatoren ist, wurde erstmals als eigentlich interessierende Größe die **peak-to-peak** Magnetostriktion $\hat{\lambda}$ ohne Gleichanteil ermittelt und praxisgerecht dargestellt. Es konnte gezeigt werden, daß $\hat{\lambda}$ nur vom Verhältnis der beiden maximalen Flußdichten $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ in r.d. und $\hat{B}_{\text{t.d.}}$ in transverse direction (t.d.) abhängt, d.h. vom Achsenverhältnis $a = \hat{B}_{\text{t.d.}}/\hat{B}_{\text{r.d.}}$. Eine exakte Definition über die Winkelgeschwindigkeit und das zeitliche Magnetisierungsmuster erweist sich – anders als im Falle der Verluste – als nicht notwendig. Für orientierte Materialtypen bringt dies Vorteile, da es somit ausreichend ist, in der Praxis tatsächlich auftretende rhombische Magnetisierungsmuster auszuwerten, womit aufwendige Regelungen entfallen können.

Bei kornorientierten Materialien zeigten die Messungen, daß der Hauptverursacher für eine Erhöhung von $\hat{\lambda}$ der Faktor $\hat{B}_{\text{t.d.}}$ ist, und somit der Wert

$a$. Bei h.g.o. SiFe konnte eine extreme Überhöhung von $\hat{\lambda}$ in r.d. um zwei Größenordnungen bei $a = 1$ gegenüber $a = 0$ (AM) festgestellt werden, bei g.o. SiFe um eine Größenordnung. Anders verhält es sich bei n.o. SiFe und bei amorphen Materialtypen. Hier ist eine primäre Abhängigkeit der Magnetostriktion von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ erkennbar. Das Achsenverhältnis $a$ spielt nur eine untergeordnete Rolle.

Eine **Interpretation** der magnetostriktiven Eigenschaften des jeweiligen Materialtyps kann über den **Grad der Orientierung** erfolgen. Reduziert man die Beschreibung des Magnetisierungsmusters auf die Größen $a$ und $\hat{B}_{\text{r.d.}}$, so zeigt sich, daß die Bedeutung von $a$ mit steigendem Orientierungsgrad zunimmt. Je geringer die Orientierung des Materials ist, desto mehr verliert der Wert von $a$ an Bedeutung "zugunsten" von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$.

**Mechanische Beanspruchung** des Materials zeigt auf die magnetostriktiven Eigenschaften zusätzlichen Einfluß. Das kann damit erklärt werden, daß eine Belastung die **Besetzungswahrscheinlichkeit** der atomaren magnetischen Momente zugunsten der dem externen Feld nächstgelegenen leichten Richtung ändert. Dies führt bei orientiertem SiFe je nach Richtung der Zugbelastung zu verstärktem bzw. vermindertem Auftreten von Transversaldomänen. Dementsprechend verändert sich auch die magnetostriktive Sensitivität des Materials bei Änderung von $a$ bzw. $\hat{B}_{\text{t.d.}}$. Orientierte SiFe-Legierungen können dabei ihre magnetostriktive Sensitivität – je nach Orientierungsgrad und Art des applizierten Magnetisierungsmusters – um bis zu einen Faktor 5 ändern, nicht orientierte Legierungen um bis zu einen Faktor 30.

Ergänzend erfolgte eine Erfassung von in der Praxis tatsächlich zu erwartenden Magnetisierungsmustern an der Oberfläche eines 1×1 m Modelltransformators. Durch **Simulation** dieser Magnetisierungsmuster am Rotational Single Sheet Tester konnte die gegenüber alternierender Magnetisierung zu erwartende Überhöhung der Magnetostriktion grob abgeschätzt werden. Signifikante Erhöhungen der Magnetostriktion gegenüber dem nominellen Fall konnten im Bereich der Joche und der T-Verbindung festgestellt werden. Die entsprechenden globalen Überhöhungen ergeben sich zu knapp 20 bzw. 50 Prozent.

# Summary

Soft magnetic materials are widely used in energy technology for motors, generators and transformer cores. While (magnetic) isotropic materials are used in generators and motors, highly grain oriented (h.g.o.) materials are used for transformer cores. The latter exhibit a magnetic easy direction – in fact the rolling direction (r.d.) - which classifies the magnetic properties of the material.

An applied alternating field causes the magnetization vector $\boldsymbol{B}(t)$ to oscillate. If this vector is aligned with the easy direction for the whole magnetization period, this alternating and one dimensional behavior is called alternating magnetization (AM). Otherwise, if components of $\boldsymbol{B}(t)$ occur, which are pointing out of this direction, two dimensional or rotational magnetization (RM) is observed.

In certain regions of transformer cores (edges, overlap regions etc.), the magnetic field vector turns out of the r.d. Two dimensional magnetization patterns arise. Also in the back yoke area of motors and generators, which are applied with non oriented (n.o.) soft magnetic materials, the magnetization vector turns out of the r.d. and RM up to circular magnetization occur.

In recent studies the characteristics of different types of soft magnetic materials have been determined using standardized measurement procedures. As disadvantage of these measurement procedures (epstein frame, single sheet tester, single strip tester) is the restriction to AM (and therefore one dimensional magnetization). In recent years various types of rotational single sheet testers (RSSTs) have been developed, which allow to apply rotational magnetization patterns. However, the major part of studies were limited to the detection of the field variables $\boldsymbol{B}(t)$ and $\boldsymbol{H}(t)$ and the resulting total losses using the Poynting method. On the other hand the state of the art for magnetostriction research is restricted to one publication of M. Enokizono for n.o. SiFe and to one preparatory work to this study of A. Hasenzagl (first measurements on h.g.o. SiFe).

The aim of this work was to acquire the magnetostriction of different types of materials under exactly defined magnetization patterns and stress states. The magnetostriction $\lambda(\alpha, t)$ should be determined by the measurement for an arbitrary instant of time and at any angle $\alpha$ of the $xy$-sample plane under an alternating field of 50 Hz. Also mechanical stress should be taken into account for the first time.

A control for generating defined magnetization pattern has been established to determine the magnetostriction. The control – which is strongly supported

by software – is able to control the magnetization pattern in a very defined way. Additionally a given (in most case a constant) angle velocity of $\boldsymbol{B}(t)$ can be guaranteed. $\boldsymbol{B}(t)$ was detected by the needle method.

The measurements of $\lambda(t)$ have been arranged with strain gauges connected in a quarter bridge in three different directions of the sample surface. Subsequent to the measurements it was needful to carry out a Fourier analysis with multiples of 100 to receive a clear signal without noise. With the aid of the general strain tensor for a plane, which exhibits three independent entries, the magnetostriction $\lambda(\alpha, t)$ of arbitrary angles $\alpha$ and a fixed instant of time $t$ can be estimated by the three simultaneous measured directions.

Additionally to the silicon iron compositions which are typically used for transformer cores and rotating machines, also iron based amorphous alloys have been investigated. In detail the following four materials have been chosen:

- Highly grain oriented (h.g.o.) SiFe - ZDKH23 from NSC (thickness 230$\mu$m),
- grain oriented (g.o.) SiFe - 30M5 from NSC (thickness 300$\mu$m),
- non-oriented (n.o.) SiFe - V330-35AP from EBG Bochum (thickness 350$\mu$m) and
- amorphous material - METGLAS© Magnetic Alloy 2605SA1 from Honeywell (thickness 30$\mu$m).

Because in practice the MS is the origin of the well known noise of transformers the peak-to-peak MS $\hat{\lambda}$ without any constant component was measured and represented as interesting measurement category. It could be shown that the dependence of $\hat{\lambda}$ is only given by the relation of the maximum magnetization in r.d. $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ and perpendicular to it in transverse direction (t.d.) $\hat{B}_{\text{t.d.}}$. Therefore $\hat{\lambda}$ can be characterized by the axis ratio $a = \hat{B}_{\text{t.d.}}/\hat{B}_{\text{r.d.}}$. An exact definition by the angular velocity and magnetization pattern seems not to be reasonable.

Measurements of h.g.o. and g.o. Materials showed, that the main origins for an increasing $\hat{\lambda}$ are increasing rates of $\hat{B}_{\text{t.d.}}$, and therefore the axis ratio $a$. For the h.g.o. material (ZDKH23) an increase of $\hat{\lambda}$ of two orders of magnitude at $a = 1$ related to $a = 0$ (AM) could be detected, for the g.o. 30M5 one order of magnitude. A different behavior shows the n.o. and amorphous material. A prime dependence of the magnetostriction is given with $\hat{B}_{\text{r.d.}}$. The axis ratio $a$ acts subsidiary.

An effort has been done to interpret the magnestostrictive characteristics of the material type under different magnetization patterns by its grade of orientation. By reducing the determination of a magnetization pattern to the

parameters $a$ and $\hat{B}_{\text{r.d.}}$, it can be shown, that the influence of $a$ increases with increasing degree of orientation. The lower the orientation of a material the lower the impact of $a$ and the higher the influence of $\hat{B}_{\text{r.d.}}$.

Mechanical stress to the material affects the magnetostrictive sensitivity additionally. This can be explained by an increase of the occupation probability of the atomic magnetic moments in favor of an easy direction nearest an external field. This leads for oriented SiFe to more or less occurrence of transverse domains depending on the direction of tensile stress. According to this the magnetostrictive sensitivity of the material changes by varying $a$ respectively $\hat{B}_{\text{t.d.}}$. Oriented SiFe are able to change their magnetostrictive sensitivity up to a factor 5, not oriented up to a factor of 30 – depending on their degree of orientation and applied magnetization pattern.

Additionally an acquisition of expected magnetization patterns as they arise in practice was done on the surface of a 1×1 m model transformer core. By a simulation of these magnetization patterns on a Rotational Single Sheet Tester, the excess amplitude of magnetostriction compared to alternating magnetization was roughly estimated. Related to the nominal case a significant increase of the magnetostriction was detected in the yoke sectors and T-joint region. The corresponding increases resulted to 20 resp. 50 percent.

# 1 Einleitung

## 1.1 Geschichtliches

Im Jahr 1842 beobachtete Joule [1, 2] eine Längenänderung eines ferromagnetischen Körpers unter Einwirkung eines Magnetfeldes. Er fand heraus, daß bei Eisen in eine Richtung eine Verlängerung und senkrecht zu dieser Richtung eine Verkürzung auftrat. Diese Erscheinung wird **Magnetostriktion** (MS) genannt. MS bedeutet eine Veränderung der geometrischen Abmessungen eines ferromagnetischen Körpers unter Einwirkung eines magnetischen Feldes. Man spricht von positiver MS, wenn der Körper in Magnetisierungsrichtung eine Verlängerung erfährt und negativer, wenn eine Verkürzung auftritt.

Der Effekt der MS ist, wie die meisten physikalischen Effekte, umkehrbar [3]. Übt man auf einen schwach vormagnetisierten Eisen- oder Nickelstab eine Zug oder Druckwirkung parallel zur Stabachse aus, so erfährt der Stab eine Änderung seiner Magnetisierung.

Bei den Magnetostriktionserscheinungen kann man drei Ursachen unterscheiden, die eine Längen- und Volumsänderung durch Magnetisierung bewirken:

- die erzwungene Magnetostriktion,
- die spontane Gitterverzerrung,
- den Formeffekt.

Erfährt ein Körper durch magnetische Effekte eine Dimensionsänderung, so kann diese in zwei Anteile zerlegt werden:

- Eine volumsinvariante Gestaltsänderung und
- eine gestaltsinvariante Volumsänderung.

Im allgemeinen ist letztere um ein bis zwei Größenordnungen geringer als erstere. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird daher die gestaltsinvariante Volumsänderung vernachläßigt und als Null angesetzt.

Um eine Vorstellung über die Ursache der MS zu erhalten, muß man sich die atomare Struktur eines (Ein-) Kristalls vergegenwärtigen. Abb. 1 zeigt die Ausrichtung der atomaren magnetischen Momente in einem Kristallverbund mit und ohne applizierten externen Feld und für den paramagnetischen Zustand ($T > T_C$).

Der ferromagnetische Zustand des Kristalls ist in Abb. 1b und 1c dargestellt. Die Ellypsen stellen dabei die Atome im Kristallgitter dar, die Pfeile deren magnetischen Momente $\boldsymbol{m}$. Ohne Fremdfeld (Abb. 1b) kommt es wegen der magnetostriktiven Eigenschaften des Materials zu einer Streckung in eine

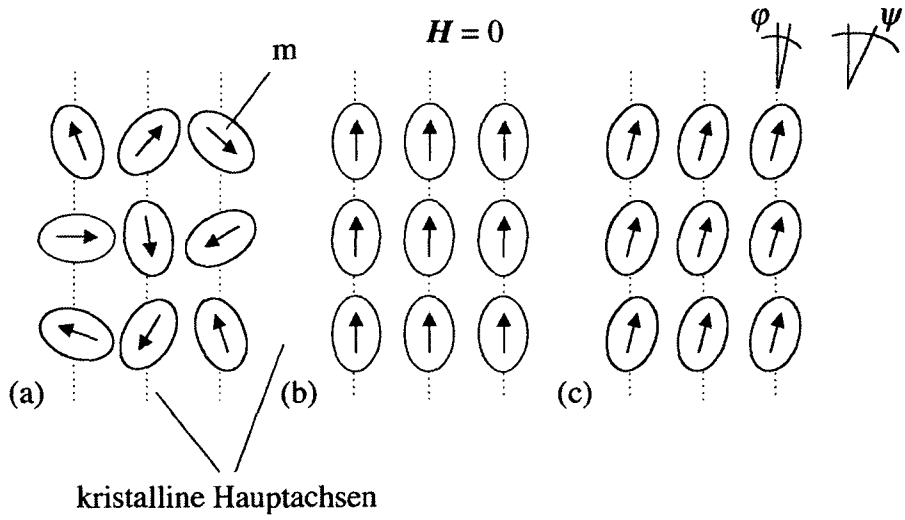


**Abb. 1:** Ausrichtung der atomaren Momente in einem Kristallverbund (mit vertikaler Vorzugsrichtung) für positive Sättigungsmagnetostriktion $\lambda_s$:
**(a)** für den paramagnetischen Zustand ($T > T_C$),
**(b)** ohne applizierten externen Feld und
**(c)** mit externen Feld appliziert im Winkel $\psi$.

Richtung bei gleichzeitiger Stauchung in die andere (entsprechend der energetisch günstigsten Passung) und daher zu einer Gitterverzerrung. Wird ein externes Feld im Winkel $\psi$ appliziert (Abb. 1c), dann werden die Spins aus der Vorzugsrichtung im Winkel $\varphi$ herausgedreht. Da sich in diesem Fall auch die Packungsdichte und somit die mittleren Atomabstände ändern kommt es zur MS. (Abb. 1a) zeigt den paramagnetischen Zustand für $T > T_C$. Wegen der Gleichverteilung der Momente $\boldsymbol{m}$ auf alle Richtungen ist das Kristallgitter unverzerrt.

Die durch Magnetisierung bedingte Gestaltsänderung kann durch die relative magnetostriktive Längenänderung $\lambda = \Delta l/l$ des Materials beschrieben werden, die im weiteren als "Magnetostriktion" bezeichnet wird. $\lambda$ ist eine Funktion der betrachteten Richtung und der Magnetisierungsrichtung des Materials.

Wird der Kristall vom paramagnetischen Zustand ($T > T_C$) durch Abkühlen in den ferromagnetischen Zustand übergeführt, dann erfährt der Körper aufgrund spontaner Magnetisierung eine Dimensionsänderung, die als Sättigungsmagnetostriktion $\lambda_s$ bezeichnet wird (entsprechend dem Übergang von Abb. 1a auf 1b). $\lambda_s$ ist eine Materialkonstante.

## 1.2 Abhängigkeit der Gestaltsänderung von der Magnetisierung

Wie am Schluß des vorigen Kapitels bereits angedeutet, ist die an einem Kristall makroskopisch meßbare Gestaltsänderung von der Magnetisierung $\boldsymbol{M}$ und der Feldstärke $\boldsymbol{H}$ abhängig. Die Größen $\boldsymbol{B}$ und $\boldsymbol{H}$ hängen ihrerseits über die Magnetisierungskurve, also die Hysteresis, zusammen. Die beiden in der Hysteresis dominierenden Effekte sind Wandverschiebungen im unteren Bereich der Magnetisierungskennlinie und Drehprozesse im oberen Bereich.

Da die Gestaltsänderung nur von der Richtung des Vektors der spontanen Magnetisierung, nicht aber von dessen Orientierung (+) oder (-) abhängt, kann man sofort folgern, daß Drehprozesse stets mit einer Gestaltsveränderung verbunden sind, Wandverschiebungsprozesse dagegen nur dann, wenn die Magnetisierungsrichtung beiderseits der Wand einen von 180° verschiedenen Winkel einschließt. Diesem günstigen Umstand zufolge, kann man bei einer theoretischen Betrachtung der Magnetostriktion Wandverschiebungs- und Drehprozesse getrennt behandeln.

### Wandverschiebungen

Magnetisiert man einen ferromagnetischen Einkristall in einer leichten Richtung (z.B. in [100] Richtung bei Eisen), dann treten nur Wandverschiebungen auf. Es handelt sich also um einen einheitlichen Magnetisierungsvorgang, und man könnte annehmen, daß die - vom unmagnetisierten Zustand ausgehend - gemessene $\lambda(\boldsymbol{M})$ Kurve eine Konstante darstellt. Experimentelle Ergebnisse zeigen jedoch, daß dies nicht zutrifft. Lösungsansätze dieses Problems liegen in der Verteilung von 90° und 180° Wandverschiebungen auf die verschiedenen Magnetisierungsbereiche und wurden von z.B. Akulov [4], Heisenberg [5] und Brown [6] gegeben.

Eine vollständige Lösung des Problems ist für praktisch gegebene Proben mit endlichen Abmessungen durch statistische Theorien jedoch nicht zu erwarten, denn wie eine große Anzahl experimenteller Untersuchungen der Bezirksstruktur von Einkristallen gezeigt haben, sind die tatsächliche Bezirksstruktur und ihre Änderungen im Feld wesentlich von den Probeabmessungen abhängig. Auf diesen Grundlagen hat erstmals Lee an Eisen- und Eisen-Silizium Einkristallen spezieller Form und Orientierung, für welche die Bezirksstruktur mit einiger Sicherheit rechnerisch erfaßt werden kann, mit Erfolg versucht, den Verlauf von $\lambda(\boldsymbol{M})$ direkt aus der Änderung der Bezirksstruktur mit der Feldstärke zu berechnen [7].

### Drehprozesse

Nach Abschluß der Wandverschiebungen setzen bei weiterer Erhöhung der Magnetisierung Drehprozesse ein. Die zu den Drehprozessen gehörige Längenänderung ist bei nicht verschwindenden Magnetostriktionskonstanten stets von Null verschieden und kann mit einiger Sicherheit berechnet werden. Akulov [4] und Heisenberg [5] haben die Rechnung zur Bestimmung von $\lambda(\boldsymbol{M})$ für Eisen mit den Feldrichtungen [110] und [111] durchgeführt.

### Einfluß mechanischer Spannung auf den Verlauf der Längenänderung mit der Feldstärke und der Magnetisierung

Einen tieferen Einblick in die Verhältnisse (insbesondere bezüglich des Einflusses der Anfangsverteilung der Magnetisierungsrichtung), durch die der Verlauf der Längenänderung als Funktion der Magnetisierung bestimmt ist, gewinnt man durch künstliche Darstellung definierter Anfangsverteilungen. Dies gelingt beispielsweise durch Anlegen einer äußeren elastischen Spannung an die Proben. Es entsteht bei positiver Sättigungsmagnetostriktion $\lambda_s > 0$ durch eine Zugspannung eine Anisotropie von der Art, daß sich die spontane Magnetisierung bevorzugt parallel zu der Richtung der Spannung einstellt. Bei $\lambda_s < 0$ stellt sich die spontane Magnetisierung senkrecht zur Spannung ein. Unter Druckspannung ist es umgekehrt. Da in allen Proben grundsätzlich unregelmäßige Eigenspannungen bestehen, und da außerdem die Kristallanisotropie im allgemeinen nicht verschwindet, ist die Einstellung der Magnetisierung bezüglich der äußeren Spannungsrichtung stets unvollständig. Sie wird umso vollständiger, je größer die äußere Spannung und je kleiner die Eigenspannungen und die Kristallenergie sind.

## 1.3 Aktuelle Problemstellung

Ferromagnetische Materialien werden weltweit in äußerst vielfältigen Formen und Möglichkeiten eingesetzt. Ein großes Spektrum bietet die Energiewirtschaft im Bereich der Transformatoren, Generatoren und Motoren, wo **weichmagnetische Werkstoffe** verwendet werden. Letztere haben die Eigenschaft hoher Permeabilität und geringer Koerzitivfeldstärke ($H_c < 1$ kA/m), um Ummagnetisierungsverluste bei Wechselerregung möglichst gering zu halten. Durch verschiedenste thermische, kristallographische und technologische Behandlungen während und nach dem Herstellungsprozeß ist es möglich, das magnetoelastische Verhalten dieses Materials zu verändern, und so beispielsweise die MS zu verringern. Tatsächlich werden bei alternierender Magnetisierung (AM) in Walzrichtung (rolling direction - r.d.) extrem

geringe Werte der Peak-to-peak MS $\hat{\lambda}$ ($< 0.2$ ppm, bei etwa 1.5 T) erreicht. Anders ist die Situation, sobald eine Magnetisierung außerhalb der r.d. auftritt. Sobald der Flußdichtevektor $\boldsymbol{B}(t)$ gemäß des erregenden Wechselfeldes in geometrisch exponierten Bereichen zu rotieren beginnt, spricht man von **rotierender Magnetisierung** (RM). RM tritt in den sogenannten Backyoke-Bereichen in rotierenden Maschinen auf, wofür elliptische bis kreisförmige Magnetisierungsmuster typisch sind. In T-joint Bereichen von Transformatorkernen hingegen ergeben sich rhombische Muster, wie in Abb. 2 dargestellt.

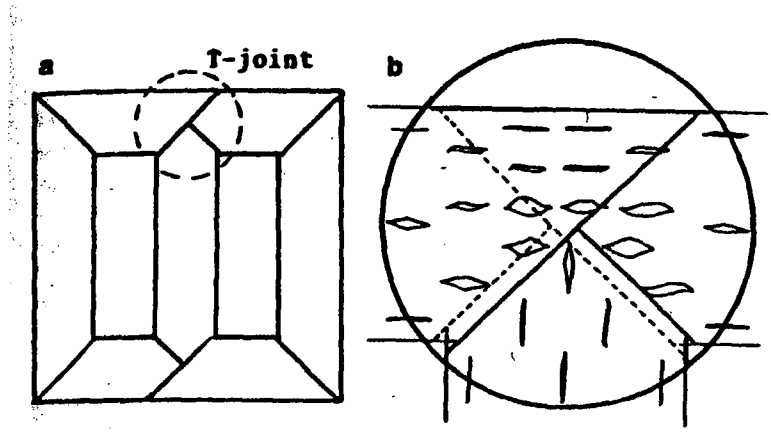


**Abb. 2:** Gemessene Magnetisierungsmuster im T-joint Bereich eines Transformatorkernes [8].

Tritt nun RM aufgrund der Geometrie in bestimmten Bereichen eines Transformators, Motors oder Generators auf, wird die Magnetostriktion empfindlich erhöht. Ähnlich verhält es sich bei mechanischer Belastung des Materials, wie es in der Praxis üblich ist (z.B. durch Zusammenspannen und Pressen des Transformatorkernes).

### 1.3.1 Stand der Forschung (State of the Art)

Hinsichtlich "multidirektionaler Magnetisierung", welche üblicherweise als "Magnetisierung außerhalb der leichten Richtung" unter einem Winkel $\psi$ definiert ist, existieren in der Literatur sehr viele Publikationen. Diese Kategorie, welche bereits vor mehr als hundert Jahren initiiert wurde, umfaßt sämtliche Studien kristalliner Anisotropie. Viele frühe Arbeiten betreffen quasistatische Abhängigkeiten zwischen den Vektoren $\boldsymbol{B}$ und $\boldsymbol{H}$ und inkludieren Hysteresis und Anisotropieeffekte. Andere Studien von den technisch relevanten Wir-

belströmen, waren beschränkt auf AM in die leichte Richtung, z.B. für den Fall von SiFe anhand von Epstein Rahmen oder Single Sheet Testern (SSTs).

Im Bereich der MS werden seitens der Hersteller Daten der magnetostriktiven Verformung entlang der r.d. angegeben, die aber ebenfalls auf AM beschränkt sind. Abb. 3 zeigt für h.g.o. SiFe die Verzerrung entlang der r.d. unter AM für einen Magnetisierungszyklus (nach [8]).

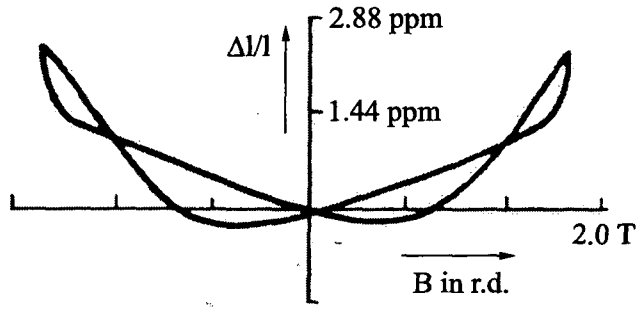


**Abb. 3:** Magnetostriktive Verformung in r.d. unter AM für einen Magnetisierungszyklus (nach [8]).

In den 50-er Jahren wurden sogenannte Strip Tester entwickelt, welche es Untersuchungen der Materialien erlaubten, die in verschiedenen Richtungen $\psi$ zur r.d. geschnitten waren [9]. Andererseits zeigt die Richtung von $\boldsymbol{H}$ dynamische Veränderungen periodischer Natur (ein Phänomen welches üblicherweise nicht als RM bezeichnet wird). Abb. 4 zeigt den Induktionsvektor $\boldsymbol{B}$ als Funktion der Intensität von $\boldsymbol{H}$, welcher in einem Winkel von $\psi = 75°$ zur r.d. appliziert wurde (nach [10]).

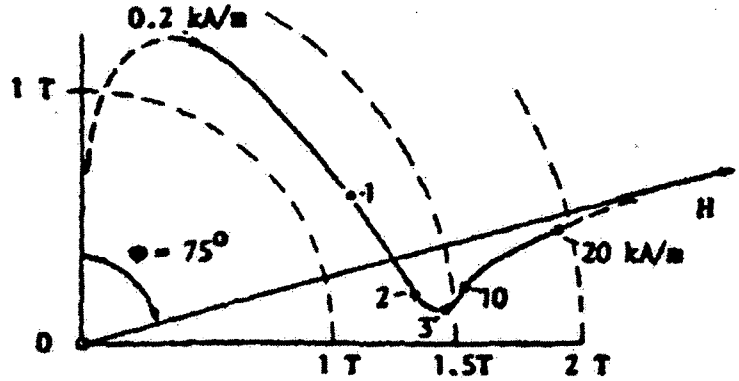


**Abb. 4:** Induktionsvektor $\boldsymbol{B}$ als Funktion der Intensität von $\boldsymbol{H}$, welcher in einem Winkel von $\psi = 75°$ zur r.d. appliziert wurde (nach [10]).

Stellt man sich einen magnetischen Kern vor, der unter einem alternierenden

Wechselfeld betrieben wird, dann ändert sich in allen Regionen des Kerns der Betrag von $\boldsymbol{B}$ periodisch. In Regionen die durch Inhomogenität charakterisiert sind, ändert sich außerdem entsprechend RM die Richtung von $\boldsymbol{B}$ in periodischer Weise. In T-joint Regionen von Transformatorkernen wurde über RM bereits 1974 von A. J. Moses et. al. [11] und 1975 von T. Nakata et. al. [12] berichtet. Zahlreiche spätere Untersuchungen zeigten unter RM eine Erhöhung der lokalen Verluste bis zu 200 %.

Abgesehen vom Problem der Erhöhung der Verluste unter RM, gibt es Hinweise daß die Geräuschabstrahlung wegen erhöhter MS deutlich ansteigt [13, 14]. Eine Vorstudie läßt auf starke magnetostriktive Verformungen deuten, insbesonders im Bereich des Jochs [15].

Das Phänomen ist auch bei rotierenden Maschinen untersucht worden [16, 17]. Speziell im Bereich der Zähne und des Rückjochs tritt RM auf (Abb. 5 nach [18]).

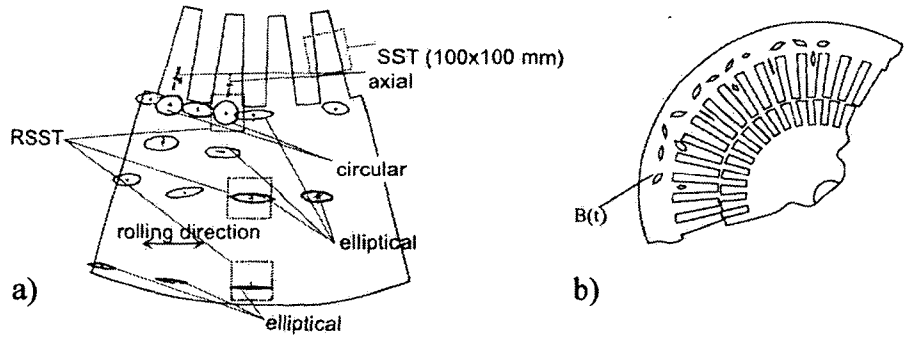


**Abb. 5:** Typische Beispiele rotierender Magnetisierungsmuster von Kerntypen, die in der Industrie relevant sind:
**(a)** zirkulare, ellyptische und axiale RM in einem Teil eines Jochs eine Generators und
**(b)** ellyptische RM im Joch einer rotierenden Maschine (nach [18]).

Eine spätere Studie von Toshiba [19] verwendete eine grundlegende Idee, die auch als Basis für diese Arbeit verwendet wurde: Die an einem Modell Transformator gemessenen Magnetisierungsmuster wurden an einem RSST simuliert. Aus diesen Simulationen wurden die Ergebnisse der Verluste gewonnen.

In Referenz [19] wurde auch eine starke Abhängigkeit durch mechanische Beanspruchung belegt, was aber nicht genauer untersucht wurde. Über starke Abhängigkeit durch Belastung wurde auch in [20] berichtet.

Zusammenfassend erhält man folgende Situation als "State of the Art":

- **Magnetostriktion** – Wie bereits erwähnt betreffen alle publizierten Daten AM in einem bestimmten Winkel $\psi$ zur r.d., wobei die magnetostriktive Verformung entlang der Richtung $\psi$ gemessen wurde (z.B. [21]). Erste Messungen von nicht orientiertem SiFe wurden von M. Enokizono et. al. [13] durchgeführt, gefolgt von Untersuchungen unter Verwendung des oben erwähnten RSST [22, 23]. Die Ergebnisse zeigen einen Anstieg der peak-to-peak MS in r.d. um eine Größenordnung für h.g.o. SiFe. Starke magnetostriktive Verformungen (bis 33$\mu$m/m) werden in [24] für Fe-basiernde amorphe Materialien unter RM publiziert.

- **Effekte mechanischer Beanspruchung** – Wie aus der allgemeinen Literatur bekannt ist, verursacht mechanische Beanspruchung starke Änderungen in der Domänenkonfiguration, was auch die peak-to-peak MS beeinflußt. Für AM in variierendem Winkel $\psi$ zur r.d. bei h.g.o. SiFe wurden verschiedene Resultate in [25, 21] publiziert. Erste Ergebnisse für RM sind in [26] zu finden. So wurde z.B. eine Überhöhung der MS von 30% bei einer eher geringen Zugbelastung von 2.4 MPa (angelegt in r.d.) beobachtet.

### 1.3.2 Ziele dieser Arbeit

Gemäß dem vorhin Erwähnten können die Ziele dieser Arbeit anhand **folgender Vorbedingungen** abgesteckt werden:

- Die Existenz von RM wurde sowohl für Transformatorkerne als auch rotierenden Maschinen festgestellt.
- Verschiedenste Typen von RSSTs wurden gebaut, welche es erlauben definierte RM zu simulieren.
- RSSTs wurden verwendet, um grundlegende Studien bezüglich physikalischer Eigenschaften von weichmagnetischen Materialien durchzuführen.
- Eine praktische Relevanz von RM ist wegen Mangel von repräsentativen Daten in quantitativer Weise noch nicht geklärt.

Die Absicht der vorliegenden Arbeit ist es, dem letzten Punkt gerecht zu werden. Anhand vier industriell wichtiger Repräsentanten von weichmagnetischen Materialtypen soll unter verschiedenen Magnetisierungs- und Belastungsbedingungen die **multidirektionale magnetostriktiven Verzerrung** der Probenebene erfaßt werden. Im Detail wurden die folgenden vier Materialtypen ausgewählt:

- hoch kornorientiertes (h.g.o.) SiFe - ZDKH23 von NSC (Dicke 230$\mu$m),
- kornorientiertes (g.o.) SiFe - 30M5 von NSC (Dicke 300$\mu$m),
- nicht orientiertes (n.o.) SiFe - V330-35AP von EBG Bochum (Dicke 350$\mu$m) und
- amorphes Material - METGLAS© Magnetic Alloy 2605SA1 von Honeywell (Dicke 30$\mu$m).

Um die Abhängigkeit der MS vom Magnetisierungsmuster systematisch untersuchen zu können, sollen die Messungen am bereits vorhandenen 6-yoke RSST [22] durchgeführt werden. Die in der Praxis auftretenden Magnetisierungsmuster werden dabei vereinfacht als Ellypsen, die durch ihr Achsenverhältnis eindeutig bestimmt sind, simuliert. Um die Abweichung der Magnetisierung von einer Ellypse so gering wie möglich zu halten, soll die Regelung des RSST durch eine am Institut entwickelte Softwareunterstützung [27, 28] erfolgen.

Mittels der erhaltenen Daten soll die praktische Relevanz magnetostriktiver Verformung (z.B. Geräuschentwicklung) für industrielle Anwendungen ermittelt werden. Dabei sollen lokale und globale Überhöhungen der magnetostriktiven Verzerrungen gegenüber dem nominellen Fall (d.h. unter AM) abgeschätzt werden können.

Durch eine Interpretation mithilfe des Modells von Domänen sollen außerdem Zusammenhänge von MS und kristalliner Struktur des Materials erörtert werden.

# 2 Experimentelles

Zur zweidimensionalen Analyse von weichmagnetischen Materialien wird seit zirka 15 Jahren der sogenannte Rotational Single Sheet Tester (RSST) eingesetzt. Bezüglich des Aufbaus und der Geometrie eines RSST existiert keine Norm oder generell akzeptierter Vorschlag, und wird in der nächsten Zeit vermutlich auch nicht angestrebt. Es existieren bis heute die verschiedensten Formen und Geometrien (z.B. [30, 31]).

Am Institut für Grundlagen und Theorie der Elektrotechnik der TU-Wien wurde der "Vienna Rotational Single Sheet Tester" entwickelt [22, 32]. Dieser unterscheidet sich insofern von anderen RSSTs, daß er eine hexagonale Geometrie besitzt und ein dreiphasiges Erregersystem; die anderern sind zweiphasig. Der Vorteil eines solchen Aufbaus liegt in der Unterstützung der Magnetisierung der harten Richtungen von SiFe-Materialien mit Goss-Textur (bei etwa 55° zur r.d.) aufgrund der Anordnung der Joche und Erregerspulen [33].

Der zunächst vorhandene Aufbau des RSST wurde im Rahmen dieser Arbeit durch spezielle Elektronik und Regelungsalgorithmus erweitert, um beliebige vordefinierte Magnetisierungsmuster generieren zu können. Auch eine definierte Vorgabe der Winkelgeschwindigkeit des Induktionsvektors $\boldsymbol{B}$ wurde in den Regelungsmechanismus eingebunden [28]. Letztlich betrafen Beiträge der vorliegenden Arbeit auch zahlreiche Verbesserungen und Modifikationen der Gesamtanlage. Einrichtungen zur Magnetostriktionsmessung wurden generell neu entwickelt.

## 2.1 Jochkonstruktion des dreiphasigen Rotational Single Sheet Testers

Abb. 6 zeigt den Aufbau des dreiphasigen RSST, Abb. 7 eine photografische Aufnahme. Die gesamte Jochanlage besteht aus sechs vertikal laminierten, einseitig zugespitzten Polen, die über horizontal geschichtete Rückschlußjoche miteinander magnetisch verbunden sind. Die unterschiedlichen Lamenierungsrichtungen sollen bei gleichzeitig niedrigem magnetischen Widerstand das "Übersprechen" zwischen den einzelnen Magnetisierungsrichtungen reduzieren. Alle Eisenteile bestehen aus konventionellem, kornorientierten Material M4. In der Mitte des RSST befinden sich die sechseckige Probe sowie die zur Bestimmung von $\boldsymbol{B}$ und $\boldsymbol{H}$ notwendigen Sensoren.

Drei um jeweils 120° zueinander verdrehte Spulenpaare werden von den Erregerströmen $i_{\mathrm{R}}(t)$, $i_{\mathrm{S}}(t)$ und $i_{\mathrm{T}}(t)$ durchflossen. Im einfachsten Fall kann die

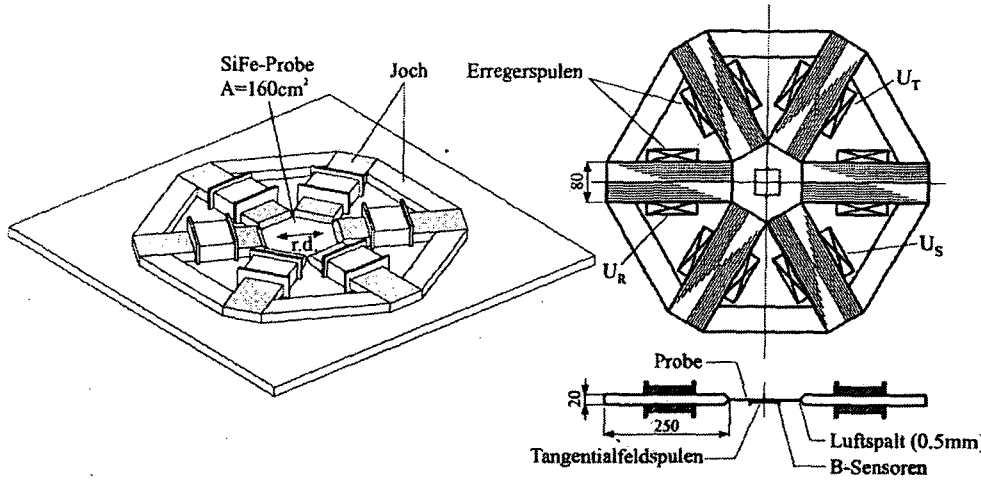


**Abb. 6:** Jochkonstruktion des dreiphasigen RSST zur Untersuchung moderner hoch kornorientierter Materialien.

Erregerleistung von einem konventionellen Drehstromsystem, das über Regeltransformatoren direkt an die Spulenpaare angeschlossen ist, erzeugt werden. Die um 120° zeitlich verschobenen sinusförmigen Phasenspannungen $U_R$, $U_S$ und $U_T$ bewirken einen in der Probenebene rotierenden Induktionsvektor $\boldsymbol{B}$. Im Falle von SiFe zeigen die ohne Regelung auftretenden zeitlichen Verläufe die Tendenz, weitgehend mit jenen einer T-Joint Region eines Drehstromtransformators übereinzustimmen [37].

Interessieren hingegen exakt definierte elliptische oder zirkulare Magnetisierungsmuster, so kann der RSST durch eine PC-gestützte Regeleinrichtungen ergänzt werden (vgl. die folgenden Kapitel). Gleichzeitig lassen sich Verlustmessungen ohne zusätzlichen Aufwand unter praxisnahen Bedingungen durchführen.

## 2.2 Steuerung des Rotational Single Sheet Testers

Abb. 8 zeigt den Aufbau des RSST mit den zusätzlichen Komponenten einer geregelten Steuerung über einen PC. Das Erregersystem ist, wie bereits erwähnt, auf Basis einer hexagonalen Jochkonfiguration aufgebaut. Die Erregerspulen sind paarweise auf gegenüberliegenden Jochen in Serie geschaltet. Die Form der Spannungsverläufe $U_R$, $U_S$ und $U_T$ für die Erregung der Probe sowie das Triggersignal $U_{Trig}$ werden von einer handelsüblichen Soundkarte von einem PC erzeugt. Da die von der Soundkarte generierten Signale ein maximales Spannungsniveau von $\pm 1$ V haben, werden sie mit einem einfachen

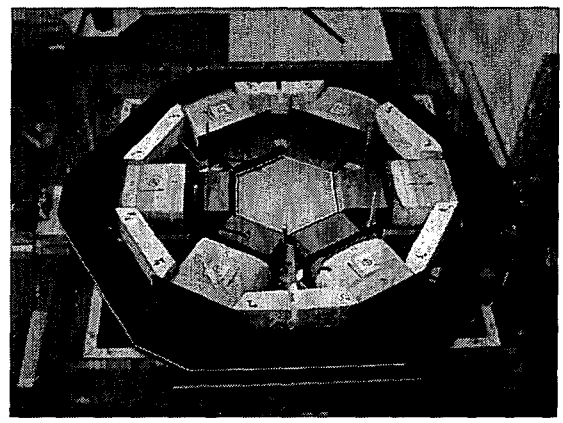

**Abb. 7:** Gesamtansicht des dreiphasigen RSST. Der mittlere Durchmesser der Probe beträgt 15 cm, die Probenfläche 160 cm$^2$. Das Sensorsystem zur Detektierung von $\boldsymbol{B}(t)$ und $\boldsymbol{H}(t)$ befindet sich unterhalb des Probensamples.

Vorverstärker (pro Phase) an das Eingangsniveau der zur Endverstärkung eingesetzten Power Source von $\pm 10$ V angepaßt. Da das Triggersignal gemeinsam mit dem Meßsignal mit der ADC-Karte aufgenommen werden soll, wird das Spannungsniveau des Triggers an das des Meßsignals angepaßt. Dies geschieht mit einem Spannungswandler.

Die Power Source wird mit den an sie angepaßten Eingangsspannungen $U'_{\mathrm{R}}$, $U'_{\mathrm{S}}$ und $U'_{\mathrm{T}}$ versorgt und liefert die Spannungen $U''_{\mathrm{R}}$, $U''_{\mathrm{S}}$ und $U''_{\mathrm{T}}$ für die Erregerspulen der jeweiligen Joche.

Für die Detektierung der Meßspannungen wurde ein Feldvektorsensor unterhalb der Probe angebracht (Abb. 9). Der Flußdichtesensor besteht aus vier auf einer Platine kreuzförmig angeordneten Spitzen aus Federdraht. Die Spitzen sind ausgeglüht und pyramidenförmig zugeschliffen. Durch den Federdraht wird beim Auflegen der Probe ein Anpreßdruck erreicht, der die Spitzen durch die – bei SiFe übliche – Oberflächenbeschichtung der Probe sticht und sie so kontaktiert. Die Spulen des Feldstärkesensors sind auf eine eigene Platine gewickelt, die auf die Platine des Flußdichtesensors gesteckt wird. Dies ermöglicht ein einfaches Anpassen der Spannungsniveaus der beiden Sensoren bei unterschiedlichem Probenmaterial durch Tauschen des Feldstärkesensors.

Der Sensor liefert die Spannungen $U_{H_{\mathrm{x}}}$, $U_{H_{\mathrm{y}}}$ und $U_{E_{\mathrm{x}}}$, $U_{E_{\mathrm{y}}}$ für die Berechnung der magnetischen Feldstärke $\boldsymbol{H}(t)$ bzw. der elektrischen Feldstärke $\boldsymbol{E}(t)$ als Basis für die magnetische Flußdichte $\boldsymbol{B}(t)$. Diese Spannungen werden von der ADC-Karte gemeinsam mit dem Triggersignal in den PC eingelesen. Die

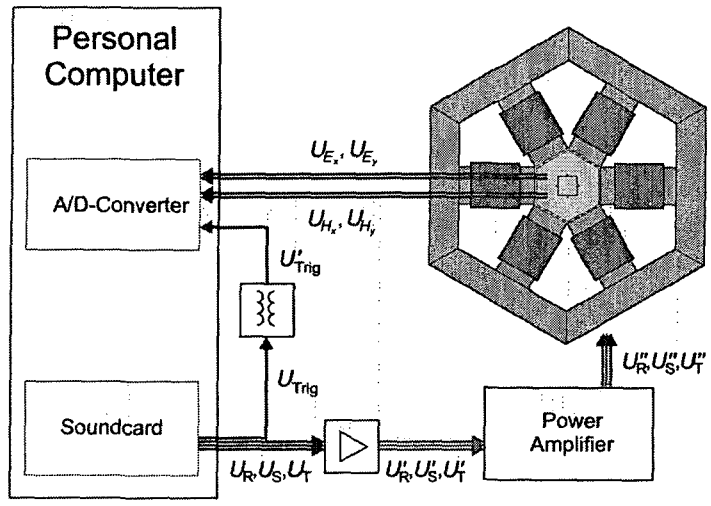


**Abb. 8:** Schematische Darstellung der RSST-Meß- und Regelungsanlage.

Triggerung erfolgt innerhalb des Meßprogramms.

## 2.3 Bestimmung der magnetischen Größen $\boldsymbol{B}(t)$ und $\boldsymbol{H}(t)$

Die Verwendung von Tangentialfeldspulen zur Messung der Feldstärke $\boldsymbol{H}$ ist eine hinlänglich bekannte Methode. Die B-Spitzenmethode basiert auf einem österreichischen Patent aus dem Jahr 1955 [34]. Systematische Fehler und Näherungen dieser Meßmethoden werden in [35] genau behandelt.

### 2.3.1 Messung der Feldstärke $\boldsymbol{H}(t)$

Die Bestimmung des magnetischen Feldstärkevektors $\boldsymbol{H}$ innerhalb der Probe beruht auf den an den Grenzflächen zweier Medien gültigen Sprungbedingungen. Unter der Voraussetzung verschwindender Flächenströme ist die Tangentialkomponente stetig und es gilt

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{0} \rightarrow \boldsymbol{H}_{\mathrm{t}} = \boldsymbol{H} \quad . \tag{1}$$

Die an den Deckflächen des Materials auftretende Feldstärke $\boldsymbol{H}$ ist somit gleich der unmittelbar an der Probenoberfläche in Luft meßbaren Tangentialfeldstärke $\boldsymbol{H}_{\mathrm{t}}$.

Die Messung von $\boldsymbol{H}$ beruht darauf, daß der Luftfluß $\phi_L$ knapp unterhalb der Probe mit einer flachen, quadratischen Doppelspule mit Querschnittsfläche $A$ und $N$ Windungen für zwei senkrecht aufeinanderstehende Richtungen

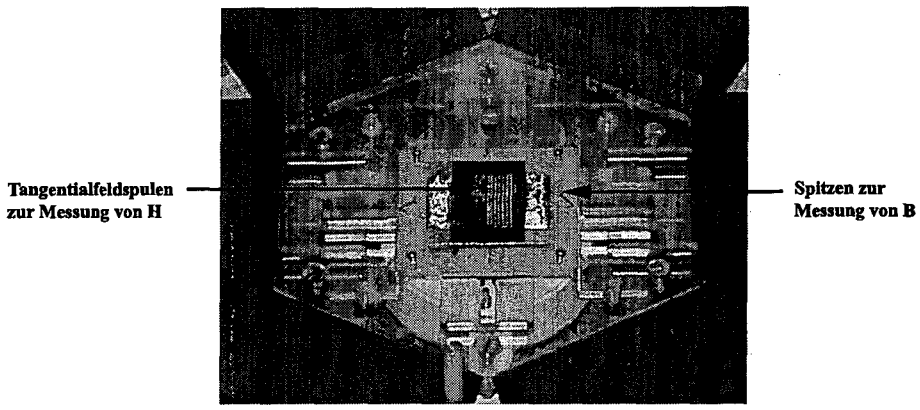


**Abb. 9:** Aufbau des Sensors für $\boldsymbol{B}$ und $\boldsymbol{H}$. Der Sensor ist mit auswechselbaren Tangentialfeldspulen und Meßspitzen ausgestattet. Er befindet sich unterhalb der zu messenden Probe, was ein leichtes Tauschen der Probe ermöglicht.

aufgenommen wird. Das Meßsignal für eine Komponente ergibt sich dabei zu

$$u_{\mathrm{H}} = \dot{\phi}_{\mathrm{L}} = NA\mu_0\dot{H} \tag{2}$$

(mit $\mu_0$: Permeabilität des Vakuums). Durch Integration von

$$\dot{H} = \frac{u_{\mathrm{H}}}{\mu_0 NA} \tag{3}$$

ergibt sich die Komponente der Feldstärke zu

$$H(t) = H_{\mathrm{t}}(t) = \frac{1}{\mu_0 NA} \int\limits_{\text{Periodendauer}} u_{\mathrm{H}}(t)dt \quad . \tag{4}$$

### 2.3.2 Messung der Flußdichte $\boldsymbol{B}(t)$

Das Meßprinzip zur Bestimmung der Flußdichte $\boldsymbol{B}$ nutzt die Eigenschaft des zu untersuchenden Materials, daß es in Form von dünnen magnetischen Schichten, wie sie in magnetischen Kernen Verwendung finden, vorliegt. Die Dicke dieser Schichten liegen üblicherweise zwischen 0.2 bis 0.5 mm. Die Breiten erstrecken sich je nach Anwendungsfall im Bereich mehrerer Zentimeter. Aufgrund des großen Verhältnisses von Breite zu Dicke können Kanteneffekte vernachlässigt werden. Von dieser Näherung wird im folgenden ausgegangen.

Wird die Schicht in Längsrichtung ($x$-Richtung) von einem magnetischen Wechselfluß $\phi(t)$ durchflossen, dann kann $B(t)$ mit einer Induktionsspule, die durch zwei Löcher im Blech geführt wird, bestimmt werden (Indukti-

onsspulenmethode, Abb. 10a). Eine alternative Methode, die auch in dieser Arbeit verwendet wurde, ist die sogenannte Spitzenmethode (Abb. 10b). Sie bestimmt $B(t)$ über die Spannung $u_N$ an der Blechoberfläche.

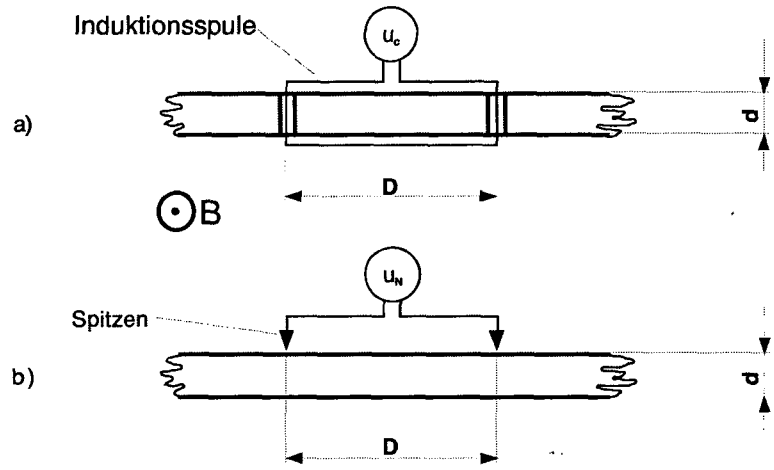


**Abb. 10:** Schematische Darstellung von (a) Spulen- und (b) Spitzenmethode zur Bestimmung des magnetischen Flusses $B(t)$ in dünnen Schichten (0.2 - 0.5 mm) magnetischen Materials.

Die orts- und zeitabhängige Flußdichte $\boldsymbol{B}_{\text{lokal}}(x, y, z, t)$ ist bei einem alternierenden Feld - aufgrund des Skineffektes - abhängig von der $z$-Position im Material. Da es aber nur möglich ist, eine über die Dicke $d$ gemittelte Flußdichte

$$\boldsymbol{B}(x, y, t) = \frac{1}{d} \int_d \boldsymbol{B}_{\text{lokal}}(x, y, z, t) dz \tag{5}$$

direkt zu messen, macht die technische Praxis nur von diesem Mittelwert Gebrauch.

Die zwischen den beiden Spitzen gemessene Spannung liefert

$$u_N = \int_{\text{Spitze 1}}^{\text{Spitze 2}} \boldsymbol{E} d\boldsymbol{s} \quad . \tag{6}$$

Nach dem Induktionsgesetz für eine Spule gilt

$$u_N = N\dot{\phi} = N\dot{B}(t) dD \tag{7}$$

(mit $N$: Anzahl der Windungen der Spule).

Unter Annahme von Symmetrie und $D \gg d$ ist die zwischen den Spitzen

meßbare Spannung ($N = \frac{1}{2}$)

$$u_{\mathrm{N}} = \frac{dD}{2}\dot{B}(t) \tag{8}$$

und somit

$$\dot{B}(t) = \frac{2}{dD}u_{\mathrm{N}}(t). \tag{9}$$

Somit ergibt sich für die betrachtete Komponente der Flußdichte

$$B(t) = \frac{2}{dD}\int_0^T u_{\mathrm{N}}(t)dt \tag{10}$$

Eine vollständige Betrachtung der obigen Ableitung inklusive Abschätzung der Genauigkeit, angenommenen Näherungen und systematische Fehler findet sich in [35].

### 2.3.3 Berechnung der totalen Verluste

Aus obigen Feldgrößen können die totalen Verluste relativ einfach errechnet werden. Ausgehend vom Poyntingvektor

$$\boldsymbol{S}(t) = \boldsymbol{E}(t) \times \boldsymbol{H}(t) \tag{11}$$

errechnen sich die zeitlich gemittelten Verluste durch Integration zu [36]

$$P = \frac{1}{\sigma T}\int_0^T \left[H_{\mathrm{x}}\frac{\mathrm{d}B_{\mathrm{x}}}{\mathrm{d}t} + H_{\mathrm{y}}\frac{\mathrm{d}B_{\mathrm{y}}}{\mathrm{d}t}\right]\cdot \mathrm{d}t = \frac{1}{\sigma T}\oint \boldsymbol{H}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{B} \tag{12}$$

mit $T$ als Periodendauer und der Massendichte $\sigma$.

## 2.4 Regelung

Mit der Regelung soll es möglich sein, einen beliebigen zeitlichen Verlauf von $\boldsymbol{B}(t)$ zu generieren. Da in Transformatorkernen und rotierenden Maschinen Magnetisierungsmuster auftreten, die nur sehr schwer zu klassifizieren sind (rhomboedrische Formen) wurde ein Regelalgorithmus entwickelt, um systematische Untersuchungen von Magnetostriktion unter definierten Magnetisierungsmuster durchführen zu können.

Folgende Anforderungen wurden an die Regelung gestellt:

- Regelung auf beliebige frei wählbare Magnetisierungsmuster (in unserem Fall immer ellyptische oder kreisförmige Muster)
- Rotierende Magnetisierung bis zu Werten von 1.7 T
- niedrige Abweichung vom gewünschten Muster (< 1%)
- definierte Vorgabe der Winkelgeschwindigkeit $\omega$
- leicht bedienbare Anwendersoftware

Die Regelung basierte auf den bekannten "hill climbing" Algorithmen, die in [35] genauer beschrieben sind.

Zur Messung der Magnetostriktion wurden ausschließlich alternierende, elliptische und kreisförmige Magnetisierungsmuster mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ($f = 50$ Hz) generiert.

## 2.5 Mechanische Belastung der Probe

Zur mechanischen Belastung der Probensamples wurde an zwei Enden der Probe je ein Gewicht an einem Seilzug befestigt. Die mechanische Spannung ergibt sich zu

$$\sigma = \frac{F}{A} \quad , \tag{13}$$

wobei $F$ die Gewichtskraft und $A$ den Probenquerschnitt darstellt. Die mittlere Breite des Probenquerschnitts wurde im Fall von hexagonalen Samples mit 80 mm angenommen.

Eine direkte Möglichkeit zur Erfassung der mechanischen Spannung $\sigma$ ergibt sich aus dem Hook'schen Gesetz:

$$\epsilon = \frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{E}\sigma \quad . \tag{14}$$

Die relative Dehnung $\epsilon$ kann in einfacher und direkter Weise mittels Dehnmeßstreifen (DMS) ermittelt werden. Der Dehnungs- oder Elastizitätsmodul $\boldsymbol{E}$ ist eine Materialkonstante und aus den jeweiligen Datenblättern der Hersteller ersichtlich.

Vergleiche zwischen der rechnerischen und meßtechnischen Methode lieferten angesichts unvermeidbarer Inhomogenität des Spannungsfeldes keine signifikanten Unterschiede, womit der Annahme der mittleren Breite des Samples von 80 mm recht gegeben wird.

Abb. 11 zeigt in photografischer Aufnahme die praktische Durchführung der Belastung des Probensamples durch Gewichte.

Um ein Verbiegen des Probensamples durch die Gewichtsbelastung weitgehend verhindern zu können, wurde dazu auf das Sample eine Spannvorrich-

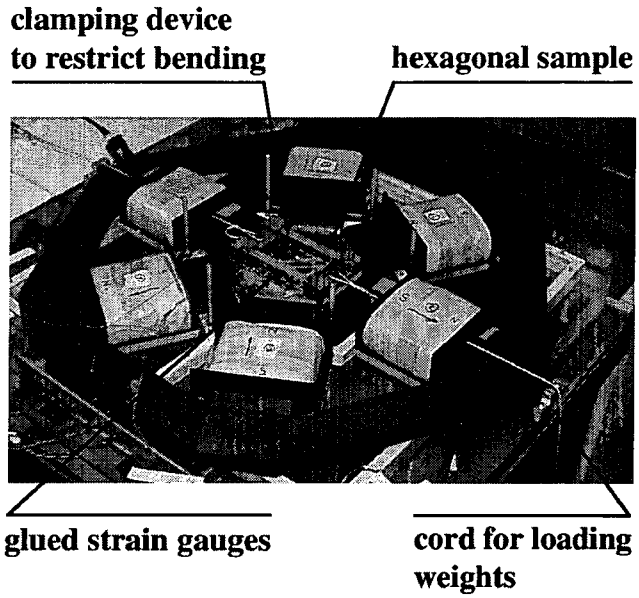


**Abb. 11:** Mechanische Belastung des Samples über Seilzug und Gewichte an beiden Enden in r.d.

tung aufgeschraubt, die es ermöglicht mechanische Dehnungen in eine Richtung ohne Einschränkungen zuzulassen, normal dazu aber nicht. Auch eine Verbiegung der Probenebene wird dadurch so gut wie möglich unterdrückt (siehe dazu Abb. 11). Die Seilzüge der Gewichte sind dann in weiterer Folge auf der Spannvorrichtung befestigt.

# 3 Bestimmung der Magnetostriktion

Der Hauptgrund, das Sensorsystem für die magnetischen Feldgrößen unterhalb der Probe zu platzieren war unter anderem einen möglichst freien Bereich an der Oberseite des Probensamples zu erhalten, um Meßsysteme zur Erfassung von multidirektionaler Magnetostriktion platzieren zu können. Die am meisten eingesetzten Meßsysteme zur Erfassung magnetostriktiver Eigenschaften sind optische, die sich interferometrischer Methoden [38] oder des Laserdopplerverfahrens [39] bedienen. Ein Vorteil solcher optischen Meßeinrichtungen ist eine zerstörungsfreie Messung. Die Auflösung liegt im Bereich von Nanometer. Als Nachteil ist allerdings zu bemerken, daß exakte Positionierungen der einzelnen Komponenten des Meßsystems (Spiegel etc.) notwendig sind, da ansonsten durch geometrische Fehler das Meßergebnis stark verfälscht wird.

Ein ganz anderes System zur Messung von Magnetostriktion wird durch **Dehnmeßstreifen** (DMS) geboten. Die Auflösung von DMS liegt im Bereich von 0.1 $\mu$m/m (0.1 ppm). Diese Auflösung ist allerdings nicht durch Grenzen des DMS gesetzt, sondern durch die zur Messung notwendigen Meßvertstärker.

Vorteilig bei der Verwendung von DMS ist die einfache Präparation der zu messenden Probe. Geometrische Fehler können nach der Messung rechnerisch einfach korrigiert werden. Weitere Vorteile sind die starke Verbreitung der DMS Meßtechnik. Somit sind relativ hochwertige Komponenten bei vergleichsweise niedrigen Kosten im Handel erhältlich.

Nachteilig wirkt sich aus, daß die Oberseite der Probe für andere (ev. auch gleichzeitige) Messungen, wie z.B. Echtzeit Domänenbeobachtung, nicht mehr verwendbar ist. In dieser Arbeit wurde zur Messung der Magnetostriktion zugunsten von DMS entschieden.

## 3.1 Meßmethodik

Die Funktionsweise von DMS beruhen auf der physikalischen Tatsache, daß der elektrische Widerstand eines Leiters verändert wird, wenn das Material dieses Leiters gedehnt oder gestaucht wird. Die Widerstandsänderungen haben zwei Ursachen, die Formänderung und die Änderung des spezifischen Widerstandes. Bei einer Dehnung eines Widerstandsdrahtes wird der elektrische Widerstand größer, da dieser länger und dünner wird.

Als Folge der im Material auftretenden Spannungen ist auch der spezifi-

sche Widerstand verändert. Die aufgrund dieses Effekts auftretenden Widerstandsänderungen sind bei den übliche Widerstandsmaterialien gering, sodaß die Widerstandsänderung hauptsächlich der mit der Dehnung einhergehenden Formänderung zuzuschreiben ist.

Zwischen der Dehnung und Widerstandsänderung besteht eine nahezu lineare Beziehung. Die Proportionalitätskonstante ist der $K$-Faktor des DMS.

$$\frac{\Delta R}{R} = K\frac{\Delta l}{l} = K\lambda = K\epsilon \quad . \tag{15}$$

Der $K$-Faktor beschreibt die Beziehung zwischen der spezifischen Widerstandsänderung und der spezifischen Längenänderung ($\epsilon$) des Meßdrahtes. Die Messung der spezifischen Längenänderung ist eine wichtige Eigenschaft und großer Vorteil bei DMS, im Gegensatz zu anderen Meßmethoden, wo die absolute Längenänderung $\Delta l$ gemessen wird. Die Größe des $K$-Faktors beträgt bei den handelsüblichen DMS $\sim 2$ (mit Ausnahme von Halbleiter DMS die einen $K$-Faktor bis etwa 200 erreichen [40]).

Da die vorkommenden relativen Widerstandsänderungen in DMS sehr gering sind eignet sich zu deren Messung am besten eine Brückenschaltung. Dabei gibt es die unterschiedlichsten Ausführungen zur technischen Realisierung einer Brückenschaltung, wie z.B. Viertel-, Halb- oder Vollbrücke. Während dieser Arbeit wurden die Messungen ausschließlich durch Viertelbrücken realisiert, mittels eines veränderlichen DMS (dessen Widerstandsänderung direkt die Dehnung des Materials, auf dem er aufgeklebt ist, wiedergibt) und einem mechanisch inaktiven Dummy-DMS direkt oberhalb des aktiven DMS, zur Temperaturkompensation. Die einfache Beziehung zwischen Dehnung des aktiven DMS und seiner Widerstandsänderung in Viertelbrückenschaltung ist

$$\frac{U_{\text{sig}}}{U_{\text{bat}}} = \frac{1}{4}K\epsilon = \frac{1}{4}\frac{\Delta R}{R} \quad . \tag{16}$$

In Kombination zur Viertelbrückenschaltung wurde zur Meßaufnahme ein digitaler Meßverstärker mit einer Abtastrate von 5 kHz verwendet. Dieser ist speziell für die Messung von DMS Brücken ausgerichtet, und gibt die Daten über eine serielle Schnittstelle an den PC weiter. Die Auflösung des Meßverstärkers beträgt 12 bit $\approx$ 0.1 ppm). Abb. 12 zeigt als Blockschaltbild den Meßaufbau zur Erfassung der Magnetostriktion durch DMS.

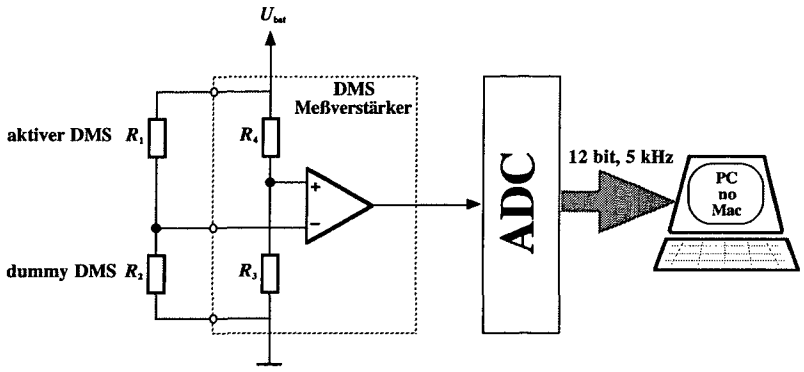


**Abb. 12:** Blockschaltbild des Meßaufbaus und der elektronischen Signalaufbereitung zur Erfassung der Magnetostriktion durch DMS in Viertelbrückenschaltung.

## 3.2 Berechnung der multidirektionalen Magnetostriktion

Die Messung der Magnetostriktion erfolgt mit handelsüblich erhältlichen DMS, die es erlauben, magnetostriktive Dehnungen oder Stauchungen in einer Richtung auf einfache Art und Weise zu erfassen. Zur Beschreibung des, durch rotierende Magnetisierung hervorgerufenen, dreidimensionalen Verzerrungszustand der Probe sind allerdings noch einige Überlegungen notwendig. Es soll eine Systematik entwickelt werden, die es erlaubt, zu einem beliebigen Zeitpunkt $t$ die magnetostriktive Verzerrung $\lambda(t)$ für jeden beliebigen Winkel der Ebene bestimmen zu können. Die dafür notwendigen mathematischen Grundlagen liefert die Elastizitätstheorie.

### 3.2.1 Der ebene Verzerrungszustand

Man betrachte zunächst das Rechteck aus Abb. 13 mit den Seitenlängen $\mathrm{d}x$ und $\mathrm{d}y$ das unter Einwirkung äußerer Kräfte verformt wird.

Das unverformte Rechteck $P_1P_2P_3P_4$ wird übergeführt in ein verzerrtes Rechteck $Q_1Q_2Q_3Q_4$. Zur Beschreibung der Verschiebung eines Punktes des ursprünglichen Rechteckes läßt sich der Verschiebungsvektor

$$\boldsymbol{\lambda} = u \cdot \mathbf{e}_\mathrm{x} + v \cdot \mathbf{e}_\mathrm{y} \tag{17}$$

definieren. Die beiden von $x$ und $y$ abhängigen Funktionen $u(x, y)$ und $v(x, y)$ bestimmen für jeden Punkt $(x, y)$ die Komponenten des Verschiebungsvek-

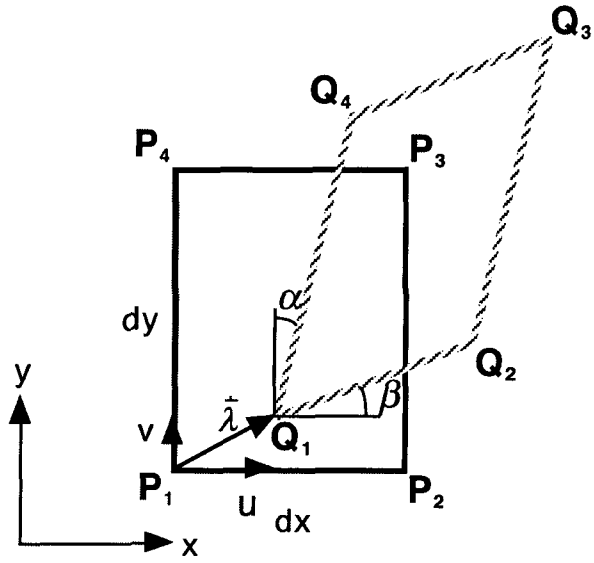


**Abb. 13:** Deformation eines infinitisemalen Rechteckes unter Einwirkung äußerer Kräfte.

tors $\boldsymbol{\lambda}(u, v)$. Sie lassen sich für kleine Verschiebungen in eine Taylor Reihe entwickeln gemäß

$$u(x + \mathrm{d}x, y + \mathrm{d}y) = u(x, y) + \frac{\partial u}{\partial x}\mathrm{d}x + \frac{\partial u}{\partial y}\mathrm{d}y + \ldots \tag{18}$$

$$v(x + \mathrm{d}x, y + \mathrm{d}y) = v(x, y) + \frac{\partial v}{\partial x}\mathrm{d}x + \frac{\partial v}{\partial y}\mathrm{d}y + \ldots . \tag{19}$$

Für den Punkt $P_1$ gilt definitionsgemäß Gleichung (17). Bewegt man sich entlang der $x$-Achse von $P_1$ nach $P_2$ so ist unter Vernachlässigung Glieder höherer Ordnung die Verschiebung im Punkt $P_2$ gegeben durch ($\mathrm{d}y = 0$)

$$\boldsymbol{\lambda}(x+\mathrm{d}x, y) = \left[u(x, y) + \frac{\partial u(x, y)}{\partial x}\mathrm{d}x\right] \cdot \mathbf{e}_\mathrm{x} + \left[v(x, y) + \frac{\partial v(x, y)}{\partial x}\mathrm{d}x\right] \cdot \mathbf{e}_\mathrm{y}. \tag{20}$$

Durch die Verformung wird die Strecke

$$\overline{P_1 P_2} = \mathrm{d}x \tag{21}$$

in

$$\overline{Q_1 Q_2} \cos\beta = \mathrm{d}x + \frac{\partial u(x, y)}{\partial x}\mathrm{d}x \tag{22}$$

übergeführt.

Für kleine Verformungen und somit kleine Winkel $\beta$ gilt

$$\overline{Q_1Q_2}\cos\beta \approx \overline{Q_1Q_2} \tag{23}$$

und somit

$$\overline{Q_1Q_2} \approx \mathrm{d}x + \frac{\partial u(x,y)}{\partial x}\mathrm{d}x. \tag{24}$$

Entsprechende Überlegungen für die Strecke $\overline{Q_1Q_4}$ führen mit $\mathrm{d}x = 0$ zu

$$\overline{Q_1Q_4} \approx \mathrm{d}y + \frac{\partial v(x,y)}{\partial y}\mathrm{d}y. \tag{25}$$

Definiert man nun die relative Längenänderung in Achsenrichtung mit

$$\lambda_\mathrm{x} = \frac{\overline{Q_1Q_2} - \overline{P_1P_2}}{\overline{P_1P_2}} \qquad \lambda_\mathrm{y} = \frac{\overline{Q_1Q_4} - \overline{P_1P_4}}{\overline{P_1P_4}}, \tag{26}$$

so erhält man die Beziehungen

$$\lambda_\mathrm{x} = \frac{\partial u(x,y)}{\partial x} \qquad \lambda_\mathrm{y} = \frac{\partial v(x,y)}{\partial y}. \tag{27}$$

Die in den beiden Gleichung (27) angegebenen Beziehungen beschreiben die relativen magnetostriktiven Dehnungen des ebenen Verzerrungszustandes. Neben den beiden Dehnungen treten noch Verzerrungen der ursprünglich rechten Winkel auf. Nach Abb. 13 und unter Voraussetzung kleiner Deformationen ergeben sich die Winkel $\alpha$ und $\beta$ zu

$$\alpha \approx \tan\alpha = \frac{\partial u(x,y)}{\partial y} \qquad \beta \approx \tan\beta = \frac{\partial v(x,y)}{\partial x}. \tag{28}$$

Analog zur Elastizitätstheorie kann zur Beschreibung der resultierenden Winkelverzerrung eine magnetostriktiv bedingte Scherung

$$\gamma_\mathrm{xy} = \gamma_\mathrm{yx} = \alpha + \beta = \frac{\partial u(x,y)}{\partial y} + \frac{\partial v(x,y)}{\partial x} \tag{29}$$

eingeführt werden. Gleichung (27) und (29) beschreiben vollständig den mechanischen Aspekt des ebenen magnetostriktiven Verzerrungszustandes der Probe. Sie stellen den Zusammenhang zwischen der Verschiebung $\boldsymbol{\lambda}$ eines Punktes der Ebene und den magnetostriktiven Dehnungen und Scherung her.

In der Mechanik werden für den in diesem Fall vorliegenden zweiachsigen Spannungszustand die Größen Dehnung und Scherung als Komponenten ei-

nes symmetrischen Verzerrungstensors zweiter Stufe

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} \lambda_x & \frac{1}{2}\gamma_{xy} \\ \frac{1}{2}\gamma_{xy} & \lambda_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{xx} & s_{xy} \\ s_{xy} & s_{yy} \end{bmatrix} \tag{30}$$

aufgefaßt. Sind die Komponenten von $\mathbf{S}$ bekannt, kann daraus die Dehnung in einer in der $xy$-Ebene liegenden beliebigen Richtung $\boldsymbol{r}$ ermittelt werden. Für den Fall rotierender Magnetisierung muß daher der zu einem bestimmten Zeitpunkt zugeordnete Verzerrungstensor ermittelt werden.

Betrachtet man zunächst allgemein einen symmetrischen Verzerrungstensor $\mathbf{S}$ mit den Komponenten $s_{xx}$, $s_{xy}$, $s_{yx}$ und $s_{yy}$, so läßt sich wegen $s_{xy} = s_{yx}$ $\mathbf{S}$ eindeutig aus den magnetostriktiven Dehnungen $\lambda_1$, $\lambda_2$ und $\lambda_3$ in den Richtungen der drei Ortsvektoren $\boldsymbol{r}_1$, $\boldsymbol{r}_2$ und $\boldsymbol{r}_3$ bestimmen. Über das skalare Produkt des Richtungsvektors $\boldsymbol{r}_i$ (i=1...3) mit $\mathbf{S}$ erhält man die in Richtung von $\boldsymbol{r}_i$ auftretende Dehnung

$$\lambda_i = \boldsymbol{r}_i \cdot \mathbf{S} \cdot \boldsymbol{r}_i. \tag{31}$$

Nach Wahl einer geeigneten Basis und

$$\boldsymbol{r}_i = \mathbf{e}_x \cos\alpha_i + \mathbf{e}_y \sin\alpha_i \tag{32}$$

ergibt sich

$$\lambda_i = s_{xx}\cos^2\alpha_i + 2s_{xy}\cos\alpha_i\sin\alpha_i + s_{yy}\sin^2\alpha_i, \tag{33}$$

oder in Matrix Form

$$\begin{bmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \lambda_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2\alpha_1 & 2\cos\alpha_1\sin\alpha_1 & \sin^2\alpha_1 \\ \cos^2\alpha_2 & 2\cos\alpha_2\sin\alpha_2 & \sin^2\alpha_2 \\ \cos^2\alpha_3 & 2\cos\alpha_3\sin\alpha_3 & \sin^2\alpha_3 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} s_{xx} \\ s_{xy} \\ s_{yx} \end{bmatrix}. \tag{34}$$

Die Gleichungen (33) bzw. (34) bilden ein lineares Gleichungssystem aus dem sich bei bekannten Dehnungen die Koeffizienten des Verzerrungstensors in einfacher Weise auch errechnen lassen. Ist $\mathbf{S}$ zu einem bestimmten Zeitpunkt für eine bestimmte Richtung von $\boldsymbol{B}$ bekannt, kann daraus die magnetostriktive Dehnung für jede beliebige Richtung von $\boldsymbol{r}_i = \mathbf{e}_x\cos\alpha_i + \mathbf{e}_y\sin\alpha_i$ in der $xy$-Ebene

$$\lambda(t,\alpha) = s_{xx}(t)\cos^2\alpha + 2s_{xy}(t)\cos\alpha\sin\alpha + s_{yy}(t)\sin^2\alpha \tag{35}$$

ermittelt werden.

### 3.2.2 Der räumliche magnetostriktive Verzerrungszustand

Die im vorigen Abschnitt durchgeführten Überlegungen liefern die magnetostriktive Verzerrung $\lambda(t, \alpha)$ zu einem bestimmten Zeitpunkt $t$ für einen beliebigen Winkel $\alpha$. Unter Voraussetzung eines konstanten Volumens (wie in Kapitel 1 angenommen, Volumenmagnetostriktion $\lambda_V \equiv 0$) läßt sich daraus der dreidimensionale magnetostriktive Verzerrungszustand der Probe ermitteln. Aus der Bedingung

$$\lambda_V = \hat{\lambda}_1 + \hat{\lambda}_2 + \hat{\lambda}_3 = 0 \tag{36}$$

erhält man die Maximalwert der Magnetostriktion in der dritten Koordinate (i.a. in $z$-Richtung)

$$\hat{\lambda}_3 = -\hat{\lambda}_1 - \hat{\lambda}_2 \tag{37}$$

wobei hier angenommen wurde, daß es sich bei $\hat{\lambda}_1$ und $\hat{\lambda}_2$ um Extremwerte der Magnetostriktion in der $xy$-Ebene handelt [29]. Folglich ist es unter der Voraussetzung eines konstanten Volumens ausreichend, Messungen der Magnetostriktion in zwei Raumrichtungen durchzuführen, um den gesamten räumlichen magnetostriktiven Verzerrungszustand zu erfassen.

## 3.3 Erfassung der Magnetostriktion unter rotierendem *B*-Vektor

Wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, ist zur Erfassung der Magnetostriktion für beliebige Winkel der Ebene zu einem bestimmten Zeitpunkt, die vollständige Kenntnis des Verzerrungstensors **S** zu jenem Zeitpunkt notwendig. Aus der Matrixgleichung (34) ist ersichtlich, daß zur Bestimmung von **S** die Winkel in den drei Richtungen $\alpha_1$, $\alpha_2$ und $\alpha_3$ bekannt sein müssen. Die $\lambda_i$ (i=1...n) entsprechen dann genau jener magnetostriktiven Verzerrung im Winkel $\alpha_i$ mit i=1...n. Der Verzerrungstensor **S** errechnet sich also aus der magnetostriktiven Verzerrung in den drei bekannten Winkeln.

### 3.3.1 Absolutwerte der Magnetostriktion

Die Messungen wurden dahingehend durchgeführt, daß die Magnetostriktion mittels DMS in drei Richtungen gemessen wurde. Obwohl die Winkel $\alpha_i$ frei wählbar sind, empfiehlt es sich aus Gründen der Einfachheit zunächst die beiden Richtungen mit 0° (rolling direction - r.d.) und 90° (transverse direction - t.d.) zu wählen. Als dritte Richtung wurde 45° gewählt. Unter Verwendung von (33) bzw. (34) für diese drei Richtungen errechnen sich die

Eintragungen des Verzerrungstensors für einen bestimmten Zeitpunkt $t$ zu

$$\begin{aligned} s_{xx} &= \lambda(0°) \equiv \lambda_{\text{r.d.}} \\ s_{xy} &= -\frac{1}{2}\lambda(0°) + \lambda(45°) - \frac{1}{2}\lambda(90°) \\ s_{yy} &= \lambda(90°) \equiv \lambda_{\text{t.d.}}. \end{aligned} \tag{38}$$

Üblicherweise wird mit $\alpha = 0°$ die r.d. und $\alpha = 90°$ die t.d. assoziiert. In den folgenden Kapiteln wird daher auch für $\lambda(0°) = \lambda_{\text{r.d.}}$, $\lambda(45°) = \lambda_{45°}$ und $\lambda(90°) = \lambda_{\text{t.d.}}$ geschrieben.

Einsetzen von (38) in (35) ergibt den Absolutwert der magnetostriktiven Verzerrung eines Materials entlang eines beliebigen Winkel $\alpha$ zu einem bestimmten Zeitpunkt $t$:

$$\begin{aligned} \lambda(t,\alpha) &= \lambda(t,0°) \cdot [\cos\alpha\,(\cos\alpha - \sin\alpha)] + \\ &+ \lambda(t,45°) \cdot [2\cos\alpha\sin\alpha] - \\ &- \lambda(t,90°) \cdot [\sin\alpha\,(\cos\alpha - \sin\alpha)]\,. \end{aligned} \tag{39}$$

$\lambda(t,\alpha)$ stellt also den Absolutwert der Magnetostriktion für einen gegebenen Winkel $\alpha$ zu einem fixen Zeitpunkt $t$ dar.

### 3.3.2 Peak-to-peak-Werte der Magnetostriktion

Da magnetostriktive Verzerrungen unter rotierender Magnetisierung auf die **Geräuschentwicklung** von Transformatoren einen erheblichen Einfluß haben, ist es sinnvoll nur die peak-to-peak Magnetostriktion zu erfassen. Es soll jener (Gleich-) Anteil vernachlässigt werden, der aufgrund Magnetisierung im Gegensatz zum unmagnetisierten Zustand auftritt.

Die Erfahrung hat gezeigt, daß die Maximalwerte der magnetostriktiven Verzerrung bei rotierender Magnetisierung zum einem in r.d. auftreten (maximale Stauchung) und zum anderen in t.d. (maximale Dehnung). Somit liegt es nahe die Differenz der Absolutwerte der MS darzustellen, zwischen jenem Zeitpunkt wo $\boldsymbol{B}$ die t.d. passiert und jenem wo $\boldsymbol{B}$ die r.d. passiert:

$$\lambda_{\alpha,\text{pp}} = \lambda\left(\alpha, t\Big|_{\text{B in t.d.}}\right) - \lambda\left(\alpha, t\Big|_{\text{B in r.d.}}\right). \tag{40}$$

Nach Gleichung (39) kann man somit schreiben:

$$\begin{aligned} \lambda_{\alpha,\text{pp}} &= \lambda_{\text{r.d.,pp}} \cdot [\cos\alpha\,(\cos\alpha - \sin\alpha)] + \\ &+ \left[\lambda\left(45°, t\Big|_{\text{B in t.d.}}\right) - \lambda\left(45°, t\Big|_{\text{B in r.d.}}\right)\right] \cdot 2\cos\alpha\sin\alpha - \\ &- \lambda_{\text{t.d.,pp}} \cdot [\sin\alpha\,(\cos\alpha - \sin\alpha)] \end{aligned} \tag{41}$$

mit

$$\lambda_{\text{r.d.,pp}} = \lambda\left(0°, t\Big|_{\text{B in t.d.}}\right) - \lambda\left(0°, t\Big|_{\text{B in r.d.}}\right) \tag{42}$$

und

$$\lambda_{\text{t.d.,pp}} = \lambda\left(90°, t\Big|_{\text{B in t.d.}}\right) - \lambda\left(90°, t\Big|_{\text{B in r.d.}}\right). \tag{43}$$

Die Relationen (42) und (43) implizieren allerdings das Wissen, daß der minimale Absolutwert der MS dann auftritt, wenn $\boldsymbol{B}$ die r.d. passiert und der maximale Absolutwert sobald $\boldsymbol{B}$ durch die t.d. geht. Mit (42) und (43) ist es offensichtlich, daß Gleichung (41) im wesentlichen die peak-to-peak MS darstellt, welche der eigentliche Verursacher für die Geräuschentwicklung von Transformatorkernen durch dessen Vibrationen verantwortlich ist.

Die graphische Visualisierung der Änderungen der Absolutwerte der magnetostriktiven Dehnung muß allerdings mit Vorsicht genossen werden, da sehr leicht Fehler im Vorzeichen der verschiedenen Terme in Gleichung (41) auftreten können. Im Fall von Goss Textur hat $\lambda_{\text{r.d.,pp}}$ negatives Vorzeichen (Schrumpfen des Materials) und $\lambda_{\text{t.d.,pp}}$ positives Vorzeichen (Dehnung des Materials). $\lambda_{45°,\text{pp}}$ hat üblicherweise ebenfalls positives Vorzeichen. Weiters muß a priori angenommen werden, daß die MS mit steigenden Beitrag von $B_{\text{t.d}}$ steigt, wodurch die Annahme von (40) vielleicht etwas klarer erscheint.

Zum Abschluß muß noch erwähnt werden, daß Teile diese Abschnitts ohne der Erfahrung der Meßergebnisse und deren Interpretation ein absoluter Vorgriff auf folgende Kapitel darstellt. Einige der in diesem Abschnitt getroffenen Annahmen werden erst später durch die Messungen untermauert und deren Notwendigkeit erklären.

## 3.4 Praktische Durchführung der Messung

Auf die Probenoberfläche wurden jeweils in den Winkeln 0°, 45° und 90° ein DMS zur Erfassung der MS auf die Probenoberfläche geklebt und mit den dazugehörigen Dummy-DMS zur Temperaturkompensation zu einer Viertelbrücke geschalten (vgl. Abschnitt 3.1 in diesem Kapitel). Abb. 14 zeigt eine schematische Darstellung der Anordnung der DMS auf der Probenoberfläche. Die dunklen (überdeckten) Streifen sollen die auf die Sampleoberfläche aktiven DMS andeuten, die hellen die darübergeklebten Dummy-DMS zur Temperaturkompensation. Abb. zeigt 15 die praktische Realisierung als Photo.

Bei allen Messungen wurden DMS der HBM mit einer aktiven Meßgitterlänge von 50 mm und nominellen Widerstand von 120 Ω verwendet (Type

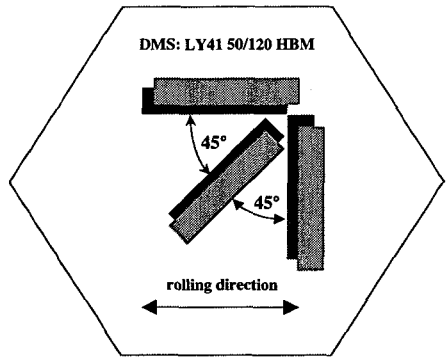


**Abb. 14:** Anordnung der DMS auf der Probenoberfläche in den Winkeln 0° (r.d.), 45° und 90° (t.d.). Die dunklen (überdeckten) Streifen sollen die auf die Sampleoberfläche aktiven DMS andeuten, die hellen die darübergeklebten Dummy-DMS zur Temperaturkompensation.

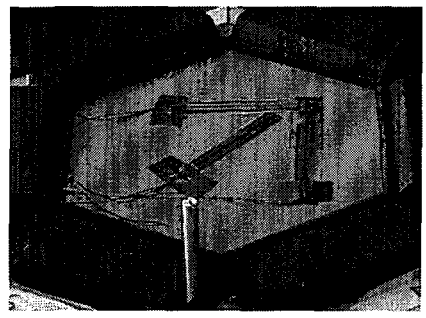

**Abb. 15:** Probe mit aufgeklebten DMS an der Probenoberfläche. Direkt über den aktiven DMS befinden sich die dazugehörigen Dummy-DMS zur Temperaturkompensation mit Isolierband befestigt. Aktiver- und Dummy-DMS sind jeweils zu einer Viertelbrücke geschaltet.

50/120LY41). Die für DMS unüblich hohe Meßgitterlänge (die i.a. im Millimeter Bereich liegt) ist notwendig, um die magnetostriktive Verzerrung des Materials über mehrere Körner mitteln zu können. Die Korngrößen bei den untersuchten kristallinen Materialien liegen im Bereich von etwa 1 cm. Zwar werden von den verschiedensten Firmen DMS angeboten, die Meßgitter in drei verschiedene Richtungen integriert haben (um eine gleichzeitige Erfassung der MS in drei Richtungen der Ebene zu ermöglichen - siehe Abschnitt 3.3), allerdings sind in diesen Fällen die Meßgitterlängen ebenfalls nur im Bereich weniger Millimeter, und eignen sich somit nicht für die Anwendung in kornorientierten weichmagnetischen Materialien.

Abb. 16 zeigt die Realisierung der Magnetostriktionsmessung mittels dreier DMS. (In Abschnitt 3.1 wird in Abb. 12 das Prinzip der DMS-Messung für

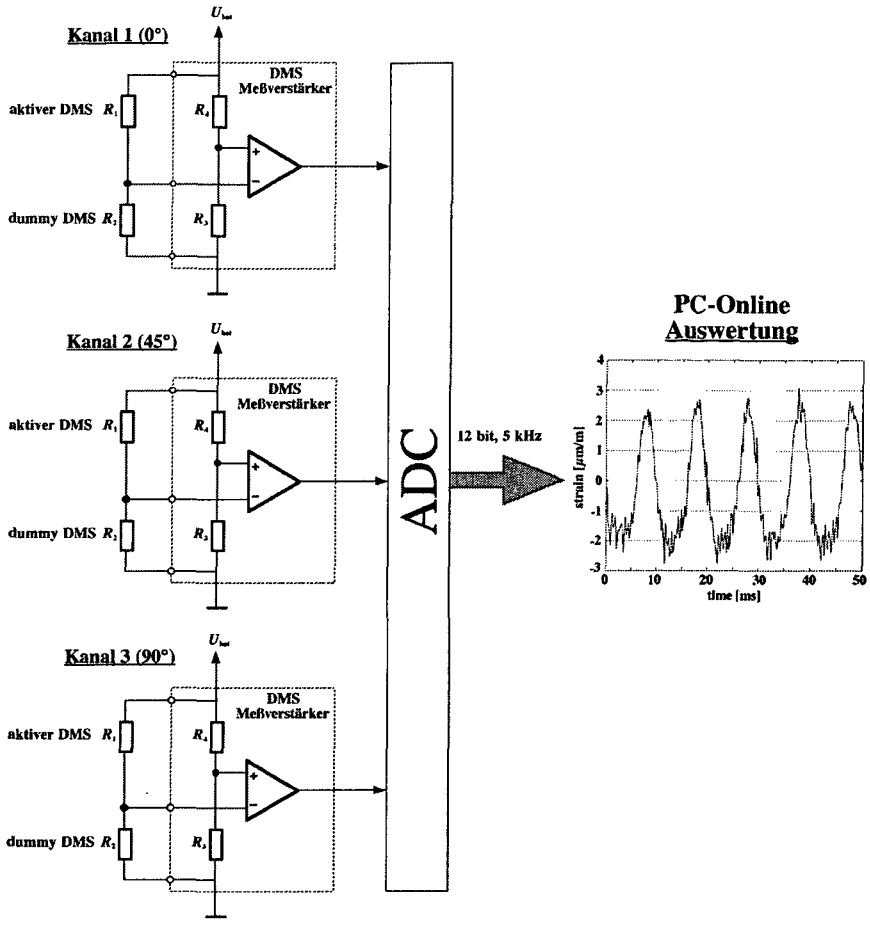


**Abb. 16:** Blockschaltbild des Meßaufbaus und der elektronischen Signalaufbereitung zur Erfassung der multidirektionalen Magnetostriktion durch drei DMS-Paare (0°, 45° und 90°) in Viertelbrückenschaltung. Die Signalauswertung ist mittels käuflicher Software auf Online Basis.

einen Kanal dargestellt.)

Moderne Materialien besitzen sehr niedrige Magnetostriktionswerte, typischerweise viel kleiner als 1 ppm in r.d. Durch das resultierende kleine Meßsignal liegt das Rauschen nahezu in der Größenordnung des Signals, was bei einem post processing einen hohen Fehler verursachen kann. Um dennoch Fehler durch das Rauschen so weit wie möglich zu unterdrücken, wurde das Meßsignal einer Standardprozedur zur Filterung unterzogen. Zunächst wurde eine Fouriertransformation durchgeführt. Das erhaltene Spektrum zeigt die amplitudenstärksten Oberschwingungen, die bei einem applizierten Wechselfeld von 50 Hz üblicherweise Vielfache von 100 Hz sind. Im nächsten Schritt

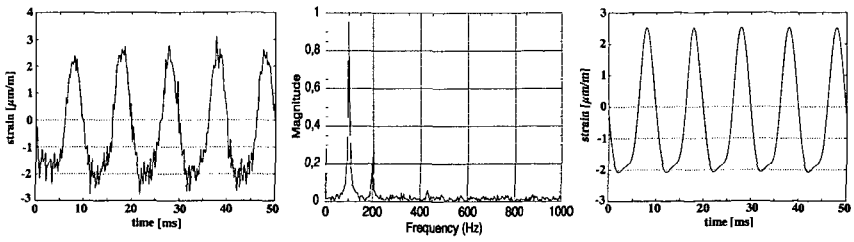


**Abb. 17:** Prozedur zur Filterung des MS-Signals.
Links: Durch DMS erhaltenes Signal.
Mitte: Fourierspektrum.
Rechts: Rücktransformiertes Signal mit den relevanten Spektrallinien 100 und 200 Hz.

wurde die Rücktransformation mit jenen Frequenzen durchgeführt, die im Spektrum am stärksten vertreten sind. Erfahrungsgemäß sind das Vielfache von 100 Hz bis maximal 300 Hz. Höhere Frequenzen bringen keine wesentlichen Veränderungen des gefilterten Signals. Abb. 17 zeigt als Beispiel ein gemessenes Signal, das durch diese Fourierprozedur gefiltert wurde.

# 4 Messung ohne mechanische Belastung

Die Klassifizierung der Magnetisierungsmuster, die in unserem Fall ausschließlich ellyptische Form besitzen, geschieht durch das $a$ Achsenverhältnis der Ellypse:

$$a = \hat{B}_{\text{t.d.}}/\hat{B}_{\text{r.d.}}. \tag{44}$$

wobei $\hat{B}_{\text{t.d.}}$ die Maximalinduktion in t.d. und $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ in r.d. während eines Magnetisierungszyklus ist. $a = 0$ bedeutet somit rein alternierende Magnetisierung (AM) und $a = 1$ rein zirkulare Magnetisierung (CM). Magnetisierungsmuster mit Werten für $0 < a \leq 1$ werden allgemein als rotierende Magnetisierung (RM) bezeichnet.

Das Hauptgewicht der Messungen wurde auf **hoch kornorientiertes** (h.g.o.) SiFe (ZDKH23, nominelle Dicke 230 $\mu$m von NSC) gelegt. Weitere Messungen wurden an **kornorientierten** (g.o.) SiFe (30M5, nominelle Dicke 300 $\mu$m von NSC), **nicht orientierten** (n.o.) SiFe (V330-35AP, nominelle Dicke 350 $\mu$m von EBG Bochum) und **amorphen** Material (METGLAS© Magnetic Alloy 2605SA1, nominelle Dicke 30 $\mu$m von Honeywell) durchgeführt. Bis auf das amorphe Band besitzen alle SiFe-Legierungen einen Si-Anteil von 3%.

## 4.1 Hochgradig kornorientiertes (h.g.o.) SiFe unter alternierender Magnetisierung

Moderne Materialien wie sie heute üblicherweise im Transformatoren-, Generatoren und Motorenbau verwendet werden, haben Magnetostriktionswerte für AM ($a = 0$) $< 0.2$ $\mu$m/m (0.2 ppm) bei 1.8 T. Abb. 18 zeigt die von NSC (Nippon Steel Corporation) publizierten Werte der Magnetostriktion von ZDKH23, gemessen mit einem Single Sheet Tester (SST) unter alternierendem Wechselfeld (60 Hz) [41]. Tab. 1 zeigt die am RSST gemessenen peak-to-peak MS-Werte für h.g.o. SiFe und die von NSC publizierten Daten.

| $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ [T] | 1.0 | 1.1 | 1.2 | 1.3 | 1.4 | 1.5 | 1.6 | 1.7 | 1.8 | 1.9 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| **NSC** $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ [ppm] | 0.09 | 0.10 | 0.13 | 0.15 | 0.17 | 0.20 | 0.20 | 0.20 | 0.20 | 0.35 |
| **RSST** $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ [ppm] | 0.5 | 0.6 | 0.6 | 0.7 | 0.8 | 0.8 | 0.9 | 1.0 | 1.2 | 1.3 |

**Tab. 1:** Am RSST gemessene peak-to-peak Magnetostriktionswerte von h.g.o. SiFe unter AM im Vergleich zu den von NSC publizierten Daten (gemessen mit einem SST).

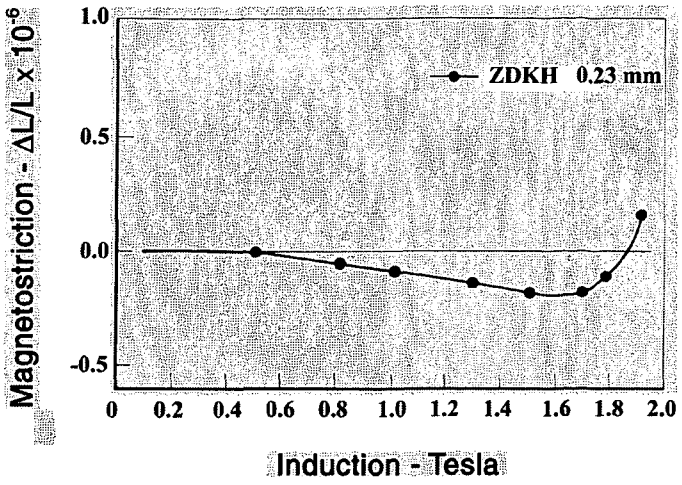


**Abb. 18:** NSC Datenblatt für 0-Peak Magnetostriktion von h.g.o. SiFe gemessen mit einem SST unter alternierendem Wechselfeld (60 Hz) [41].

Wie in Tab. 1 ersichtlich, tendieren die Messungen am RSST zu deutlich höheren peak-to-peak Werten verglichen mit jenen Daten von NSC. Das kann dadurch erklärt werden, daß es nahezu unmöglich ist Komponenten (wenn auch nur kleine) von $B_{\text{t.d.}}$ zu verhindern. Die Ursache liegt in der Geometrie des RSST und den daraus weniger definierten Magnetisierungszustand im Vergleich zu standardisierten SSTs. Während minimale Beiträge von $B_{\text{t.d.}}$ Ummagnetisierungsverluste nicht signifikant beeinflussen, bewirken sie bei der Magnetostriktion einen starken Anstieg, da Domänen in [100] und [010] Richtung generiert werden. Die Resultate für $a < 0.3$ (in den folgenden Kapiteln) sind daher wegen ihrer fragwürdigen Genauigkeit mit Vorbehalt zu bewerten. Als Konsequenz wurde zur Darstellung der Meßresultate, die gemessene Magnetostriktion unter RM immer in Relation zu den von NSC veröffentlichten Werten unter AM in r.d. für die dazugehörige Maximalinduktion in r.d. $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ angegeben:

$$\hat{\Lambda}_\alpha = \hat{\lambda}_\alpha / \hat{\lambda}_{\text{r.d.,NSC}}(a = 0). \tag{45}$$

Im weiteren wird $\Lambda$ als **relative**, $\lambda$ als **absolute** und $\lambda_{\text{r.d.}}(a = 0)$ als **nomimelle** MS bezeichnet.

## 4.2 H.g.o. SiFe unter rotierender Magnetisierung

Abb. 19 zeigt ein Beispiel eines an h.g.o. SiFe applizierten zirkularen Magnetisierungsmusters mit konstanten Betrag von $\boldsymbol{B} = 1.4$ T und das dazu

korrespondierende $\boldsymbol{H}$-Muster. Die Punkte geben jeweils gleiche Zeitintervalle von 1 ms an, wobei der ausgefüllte quadratische Punkt als Referenzzeitpunkt gilt. Verglichen mit in der Praxis auftretenden rhombischen Magnetisierungsmustern (mit gleichem Achsenverhältnis $a$), zeigt $\boldsymbol{H}$ bei ellyptischer (bzw. zirkularer) Magnetisierung ein sehr viel stärker ausgeprägtes Maximum während $\boldsymbol{B}$ die harte Richtung des Materials passiert (in diesem Fall die Zeitpunkte 4, 8, 14 und 18).

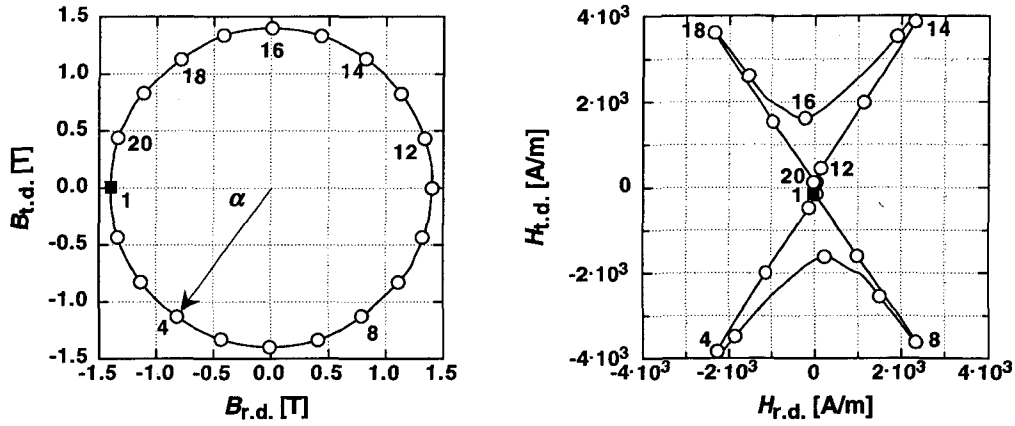


**Abb. 19:** Bsp. für ein appliziertes Magnetisierungsmuster:
links: Zirkulares Magnetisierungsmuster.
rechts: Dazugehöriges $\boldsymbol{H}$-Muster.
Die 20 Punkte kennzeichnen gleiche Zeitintervalle (mit 1 ms), wobei der quadratische Punkt als Referenzzeitpunkt gilt.

Abb. 20 gibt einen Überblick über die gemessenen absoluten peak-to-peak MS-Werte $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ in r.d. und $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ in t.d. Abb. 21 zeigt die relativen peak-to-peak MS-Werte $\hat{\Lambda}_{\text{r.d.}}$ in r.d. und $\hat{\Lambda}_{\text{t.d.}}$ in t.d., wie in Gleichung (45) definiert.

Wie in Abb. 20 und 21 zu sehen ist, steigt die MS mit steigenden Achsenverhältnis $a$ stark an. Für kleine Werte von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ (z.B. 1 T), sind die Absolutwerte der MS für r.d. und t.d. nahezu ident, wobei bei CM die MS-Werte bis auf ca. $10\mu$m/m ansteigen, was einer Erhöhung um einen Faktor 100 gegenüber den nominellen Werten von NSC gleichkommt. Bei höheren Werten von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ dominiert die MS in r.d. (siehe Abb. 21). Unter der Annahme, daß die Volumenmagnetostriktion 0 ist, würde das eine MS in $z$-Richtung bedeuten, womit sich auch die Dicke der Probe ändert.

Zwei Beispiele für die Verteilung der MS über die ganze Ebene des Probensamples sind in Abb. 22 und Abb. 23 gegeben. Es zeigt die bereits vorhin erwähnte Tendenz der MS ein Maximum in r.d. zu erreichen. Aus den Beispielen ist ersichtlich, daß geringste MS in den diagonalen Richtungen der

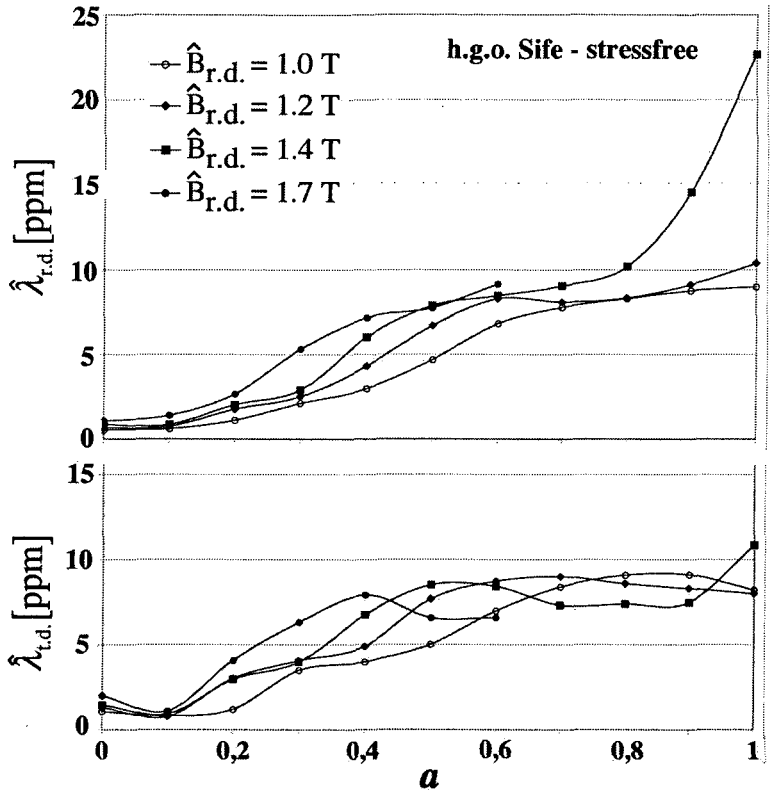


**Abb. 20: Peak-to-peak MS** von **h.g.o. SiFe** in r.d. $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\lambda}_{t.d.}$ in [$\mu$m/m]. Die Werte für $a \leq 0.2$ sind aus Gründen wie im Text erwähnt mit Vorbehalt zu bewerten.

Ebene auftritt, welche jeweils Gebiete positiver und negativer MS trennen. Bei $\hat{B}_{r.d.} = 1.4$ T und $a = 1$ (Abb. 22), übersteigt die MS in r.d. den NSC-Wert für AM (0.17 $\mu$m/m [41]) um einen Faktor von über 130. In t.d. liegt das Verhältnis bei nahezu 65. Jedoch sollte gesagt werden, daß CM bei h.g.o. SiFe Materialien in der Praxis nicht auftritt. Der industriell relevantere Fall mit $\hat{B}_{r.d.} = 1.7$ T und $a = 0.3$ ist in Abb. 23 ersichtlich. Es zeigt ein Maximum von etwa etwa 7 $\mu$m/m, was immer noch eine beträchtliche Erhöhung um einen Faktor von ca. 35 gegenüber dem nominellen Fall darstellt.

Obige Untersuchungen wurden unter streng definierten ellyptischen bzw. zirkularen Magnetisierungsbedingungen mit Abweichungen < 1% durchgeführt. Vergleiche mit zahlreichen früheren Untersuchungen mit rhombischen Magnetisierungsmustern zeigen nur leichte Abweichungen, die Meßfehlern zugeordnet werden können. Gleichungen (40)-(43) in Kapitel 3 lassen bereits erahnen, daß die peak-to-peak MS $\hat{\lambda}$ nur von dem Achsenverhältnis $a$ des Magnetisierungsmuster abhängig ist, nicht aber von dessen Form, was durch die

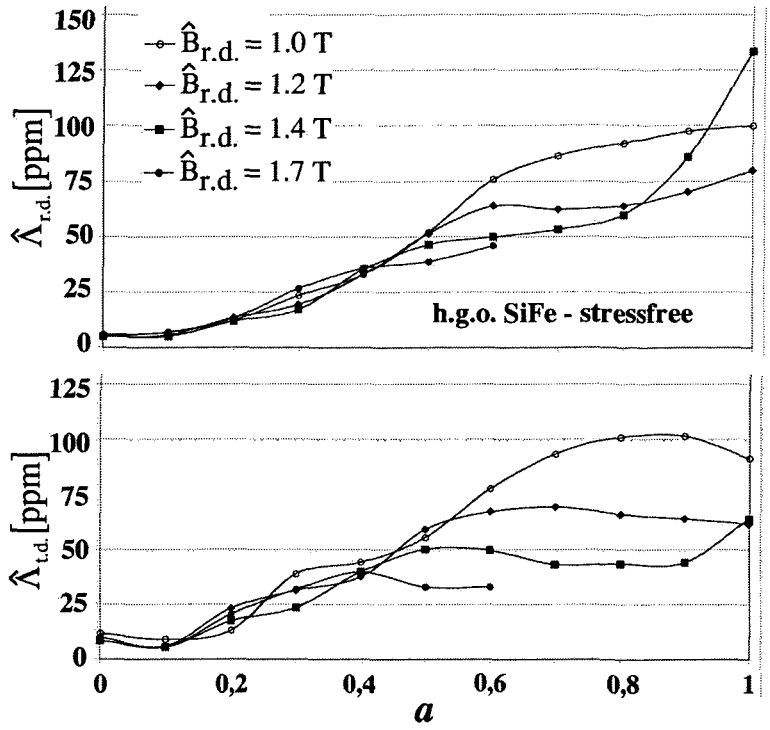


**Abb. 21: Relative peak-to-peak MS** von **h.g.o. SiFe** in r.d. $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\Lambda}_{t.d.}$. Die Werte für $a \leq 0.2$ sind aus Gründen wie im Text erwähnt mit Vorbehalt zu bewerten.

obigen Ergebnisse bestätigt werden kann. (Ein gänzlich anderes Verhalten zeigen die Gesamtverluste, wo es zu sehr großen Unterschieden unter verschiedenen Magnetisierungsmuster mit gleichem Achsenverhältnis kommt.) Als Folge erwartet werden, daß die peak-to-peak Werte der MS nur von $\hat{B}_{r.d.}$ und $\hat{B}_{t.d.}$ abhängig sind.

Zusammenfassend kann folgendes gesagt werden:

- Für AM liefert der RSST viel höhere Ergebnisse für die peak-to-peak Werte der MS $\hat{\lambda}$ als erwartet. Grund dafür sind nicht vermeidbare kleine Anteile der Magnetisierung außerhalb der r.d. Diese entstehen durch die Geometrie des RSST.
- Bei ellyptischer Magnetisierung steigt $\hat{\lambda}$ drastisch mit steigendem Achsenverhältnis $a$ an. Eine Erhöhung von $a$ (also höhere Magnetisierungsanteile außerhalb der r.d.) bringt primär eine Erhöhung von $\hat{\lambda}_{r.d.}$ mit sich.
- Bei CM zeigt $\hat{\lambda}$ maximale MS in r.d., welche die nominellen AM-Werte um ca. 2 Größenordnungen übersteigt.

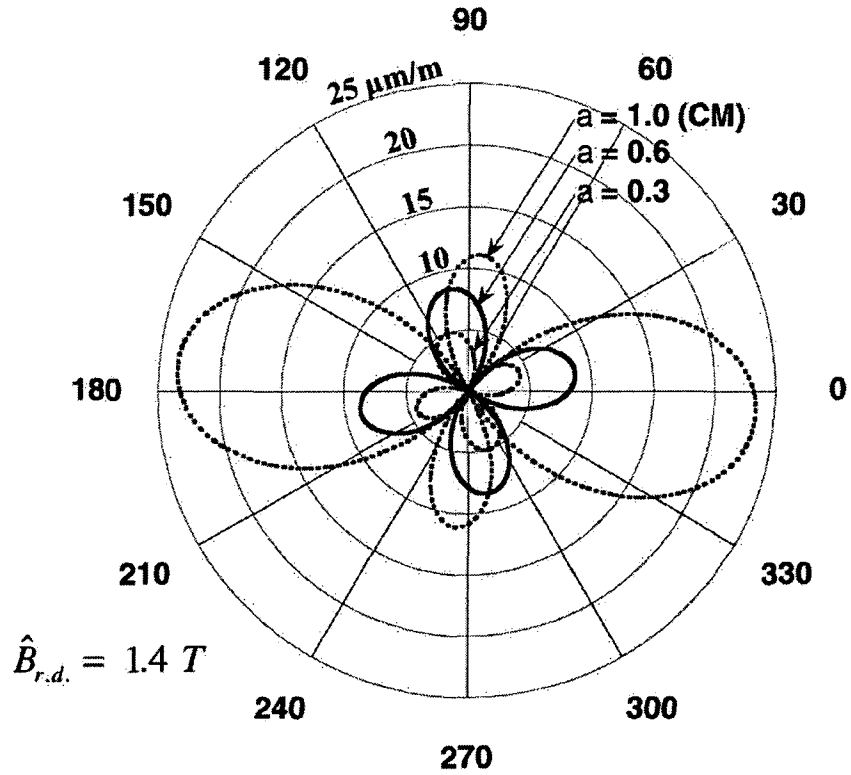


**Abb. 22:** Peak-to-peak MS Verteilung über die Probenebene $\hat{\lambda}(\alpha)$ in $\mu$m/m für $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.4$ T für verschiedene Achsenverhältnisse $a$.

- Ellyptische bzw. zirkulare Magnetisierung liefert die selben Ergebnisse, wie rhombische Magnetisierungsmuster mit jeweils gleichem Achsenverhältnis. Während die Gesamtverluste stark von der zeitlichen Veränderung von $\boldsymbol{B}(t)$ abhängen, hat dies nahezu keinen Einfluß auf $\hat{\lambda}$.

## 4.3 Weitere Legierungen unter rotierender Magnetisierung

H.g.o. SiFe stellt im heutigen Transformatorenbau sicherlich das wichtigste Material dar. Vor der Entwicklung von h.g.o. Materialien, wie ZDKH23, wurde z.B. das g.o. SiFe 30M5 sehr häufig in Transformatorkernen eingesetzt. In rotierenden Maschinen werden n.o. Materialien wie V330-35AP verwendet. In der Sensorik wichtige Materialien - aufgrund ihrer magnetostriktiven Eigenschaften - sind amorphe Bänder. Es wurden daher weitere Messungen an wichtigen Vertretern von g.o., n.o. und amorphen Materialtypen durchge-

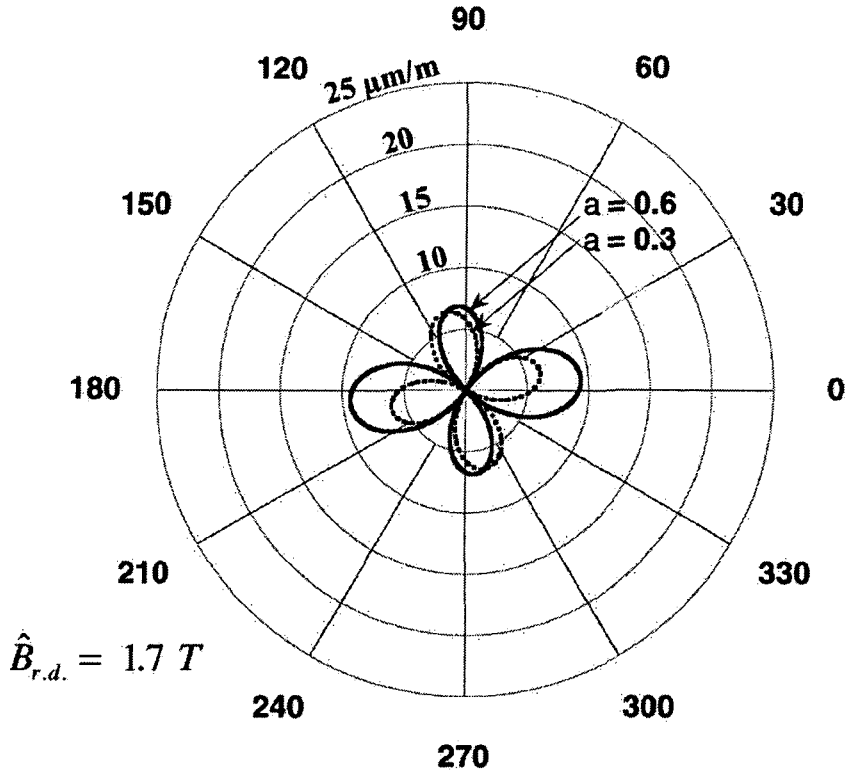


**Abb. 23:** Peak-to-peak MS Verteilung über die Probenebene $\hat{\lambda}_{(}\alpha)$ in $\mu$m/m für $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.7$ T für verschiedene Achsenverhältnisse $a$.

führt:

- g.o. SiFe - 30M5 (NSC):
  Si-Anteil 3%; nominelle Dicke 300 $\mu$m
- n.o. SiFe - V330-35AP, (EBG Bochum):
  Si-Anteil 3%; nominelle Dicke 350 $\mu$m
- amorph - METGLAS© Magnetic Alloy 2605SA1, (Honeywell):
  Fe-basierend; nominelle Dicke 30 $\mu$m

### 4.3.1 Kornorientiertes (g.o.) SiFe unter alternierender Magnetisierung

Wie bereits bei h.g.o. SiFe in Kapitel 4.1, differieren auch hier die am RSST gemessenen Magnetostriktionswerte von jenen, die von NSC publiziert wurden. Abb. 24 zeigt die in [8] veröffentlichten Daten. Allerdings ist hier der Unterschied nicht so stark wie bei h.g.o. SiFe. Die Ursache dafür dürfte in

den wesentlich höheren nominellen magnetostriktiven Werten von g.o. SiFe liegen. Während bei h.g.o. SiFe $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ bei 0.2 ppm für 1.7 T liegt, ist bei g.o. SiFe $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ bei 1.3 ppm (ebenfalls für 1.7 T). Kleine Komponenten von $B_{\text{t.d.}}$ fallen hier somit nicht mehr so stark ins Gewicht. Trotzdem werden wie im vorigen Kapitel aus Gründen der Konsistenz alle gemessenen Daten auf die nominellen Werte von NSC bezogen.

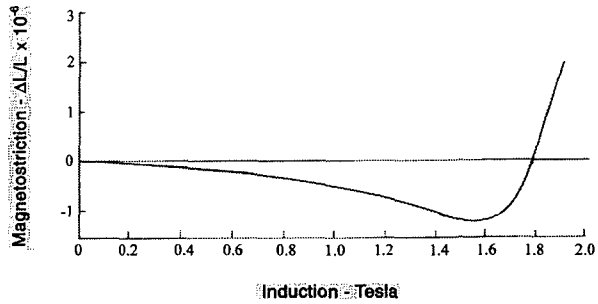


**Abb. 24:** NSC Datenblatt für 0-Peak Magnetostriktion von g.o. SiFe gemessen an einem SST unter alternierendem Wechselfeld (60 Hz) [8].

Tab. 2 zeigt die am RSST gemessenen, und die von NSC publizierten Werte.

| $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ [T] | 1.0 | 1.1 | 1.2 | 1.3 | 1.4 | 1.5 | 1.6 | 1.7 | 1.8 | 1.9 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| **NSC** | | | | | | | | | | |
| $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ [ppm] | 0.5 | 0.6 | 0.8 | 0.9 | 1.0 | 1.2 | 1.3 | 1.3 | 1.5 | 3.0 |
| **RSST** | | | | | | | | | | |
| $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ [ppm] | 1.6 | 0.7 | 1.1 | 1.7 | 1.6 | 2.4 | 1.9 | 1.9 | 3.2 | 3.0 |

**Tab. 2:** Am RSST gemessene peak-to-peak Magnetostriktionswerte von g.o. SiFe unter AM im Vergleich zu den von NSC publizierten Daten (gemessen an einem SST).

### 4.3.2 G.o. SiFe unter rotierender Magnetisierung

Abb. 25 gibt einen Überblick über die gemessenen absoluten peak-to-peak Magnetostriktionswerte $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ und $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$. Abb. 26 zeigt die relativen peak-to-peak Magnetostriktionswerte $\hat{\Lambda}_{\text{r.d.}}$ und $\hat{\Lambda}_{\text{t.d.}}$.

Wie bei h.g.o. SiFe ist auch hier eine deutliche Abhängigkeit der MS vom Magnetisierungsmuster zu erkennen. Der einflußreichste Parameter ist (genau wie bei h.g.o. SiFe) durch das Achsenverhältnis $a$ gegeben. Weniger Einfluß hat die Maximalinduktion in rolling direction $\hat{B}_{\text{r.d.}}$. Während bei h.g.o. SiFe eine 130-fache Überhöhung gegenüber dem nominellen Wert auftritt (für

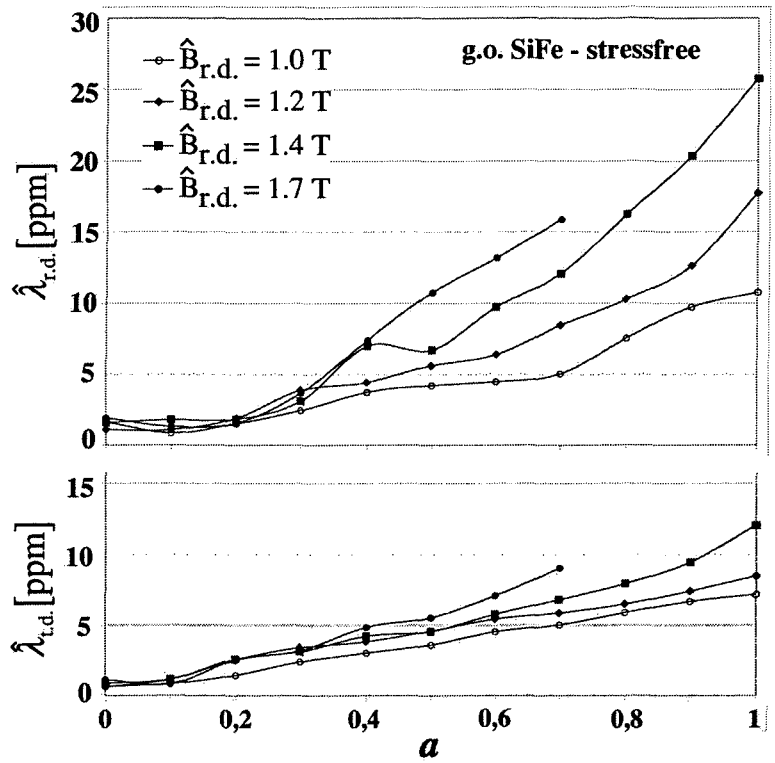


**Abb. 25: Peak-to-peak MS** von **g.o. SiFe** in r.d. $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\lambda}_{t.d.}$ in [$\mu$m/m]. Die Werte für $a \leq 0.2$ sind aus Gründen wie in Kapitel 4.1 und 4.2 erwähnt mit Vorbehalt zu bewerten.

$\hat{B}_{r.d.} = 1.4$ T bei $a = 1$), übersteigt bei g.o. SiFe $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ die nominellen Angabe von NSC (1.0 ppm) nur etwa um den 25-fachen Wert. In t.d. verhält sich h.g.o. SiFe ähnlich dem g.o. SiFe. Bei h.g.o. SiFe beträgt die Überhöhung von $\hat{\lambda}_{t.d.}$ (also $\hat{\Lambda}_{t.d.}$) gegen die nominelle Angabe von NSC etwa 65, bei g.o. SiFe etwa 12, was bei beiden Materialien etwa die Hälfte von $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ entspricht. Auch hier gilt analog zum Fall von h.g.o. SiFe, daß unter Vernachlässigung einer Volumenmagnetostriktion die MS in $z$-Richtung $\neq 0$ ist.

Bei Magnetisierungsmustern wie sie in der Praxis auftreten, z.B. für $\hat{B}_{r.d.} = 1.7$ T mit $a = 0.3$, liegen die Absolutwerte von $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und $\hat{\lambda}_{t.d.}$ sogar signifikant unter jenen von h.g.o. SiFe (g.o. SiFe: $\hat{\lambda}_{r.d.} = 3.7$ ppm, $\hat{\lambda}_{t.d.} = 3.2$ ppm; h.g.o. SiFe: $\hat{\lambda}_{r.d.} = 5.3$ ppm, $\hat{\lambda}_{t.d.} = 6.3$ ppm). Eine Überhöhung um einen Faktor von ca. 2.5 bei g.o. SiFe steht einer Überhöhung von ca. 30 bei h.g.o. SiFe sowohl in r.d. als auch in t.d. gegenüber.

Wie in Abb. 25 ersichtlich, sind die Absolutwerte der peak-to-peak MS von g.o. SiFe mehr oder weniger in den selben Größenordnungen wie jene von

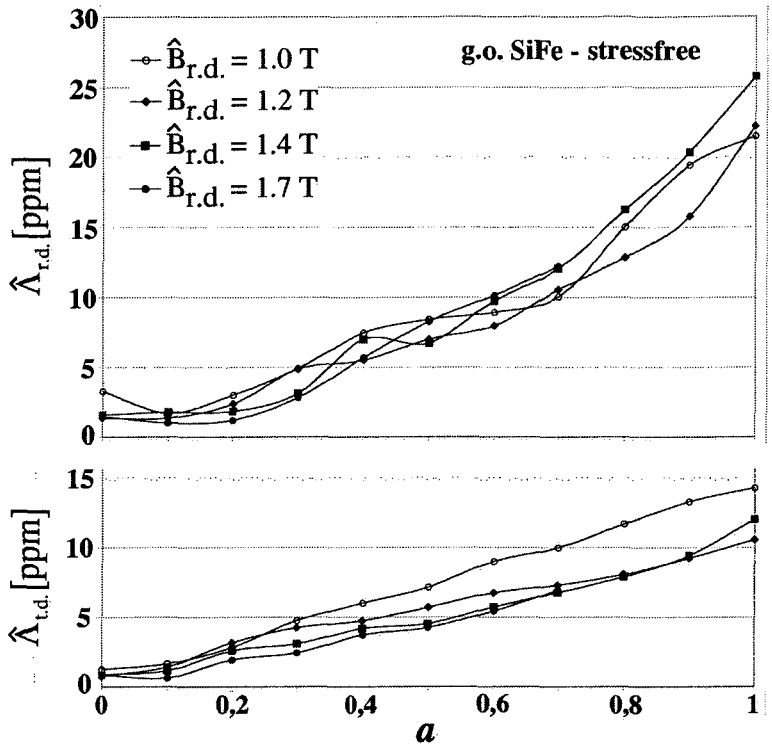


**Abb. 26: Relative peak-to-peak MS** von **g.o. SiFe** in r.d. $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\Lambda}_{t.d.}$. Die Werte für $a \leq 0.2$ sind aus Gründen wie Text erwähnt mit Vorbehalt zu bewerten.

h.g.o. SiFe des entsprechenden Magnetisierungsmusters. Die viel niedrigere relative MS ergibt sich aus den höheren Werten der nominellen MS, die bei g.o. SiFe um bis zu einen Faktor 10 höher liegen als bei h.g.o. SiFe.

Somit verhält sich g.o. SiFe magnetostriktiv ähnlich wie h.g.o. SiFe, was nicht verwundert, da es sich im Prinzip um den selben Materialtyp handelt, allerdings mit geringerer Orientierung der Kristalltite. (Eine genaue Interpretation dieses Verhaltens wird in Kapitel 6 gegeben.)

### 4.3.3 Nicht orientiertes (n.o.) SiFe

Einen ganz anderen Materialtypus stellt V330-35AP (EBG-Bochum) dar. Hierbei handelt es sich um ein n.o. Material, wie es bei Motoren oder Generatoren eingesetzt wird. Im Gegensatz zu g.o. bzw. h.g.o. Materialien, die im Transformatorenbau verwendet werden und in der Praxis Magnetisierungsmuster mit $a \leq 0.3$ aufweisen, kann im Backyoke Bereich von drehenden Maschinen durchaus auch CM vorkommen.

Wie in Abb. 27 sofort leicht zu erkennen ist, zeigen die gemessenen absoluten MS-Werte ein ganz anderes Verhalten als bei den orientierten Materialien.

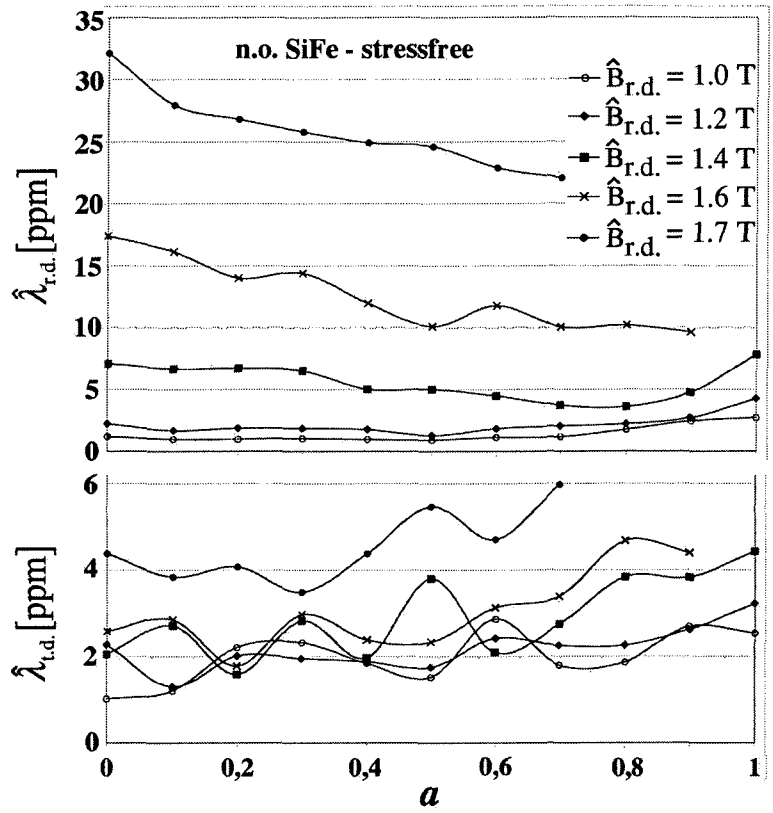


**Abb. 27: Peak-to-peak MS** von **n.o. SiFe** in r.d. $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\lambda}_{t.d.}$ (bei vergrößertem Maßstab) in [$\mu$m/m].

In Ermangelung veröffentlichter Magnetostriktionsdaten seitens der Herstellerfirma des g.o. SiFe (V330-35AP, EBG Bochum) konnten die gemessenen MS-Werte nicht auf nominelle Daten relativiert werden. Stattdessen wurde zur Berechnung der Relativmagnetostriktion die am RSST gemessenen Daten für AM ($a = 0$) verwendet. Der entstandene Meßfehler durch unvermeidbare Komponenten von $\hat{B}_{t.d.}$ (siehe Kapitel 4.1) ist, wie in Kapitel 4.3.1 gesehen wurde, durch die relativ hohe MS bei AM nicht so groß wie bei h.g.o. SiFe.

Abb. 28 zeigt die relative MS $\hat{\Lambda}$ bezogen auf die am RSST gemessenen Werte bei $a = 0$.

Während bei den h.g.o. bzw g.o. Materialien wie ZDKH23 oder 30M5 in erster Linie das Ansteigen des Achsenverhältnis $a$ für ein Ansteigen von $\hat{\lambda}$ verantwortlich ist und $\hat{B}_{r.d.}$ eine sekundäre Rolle spielt, ist es bei n.o. SiFe genau umgekehrt.

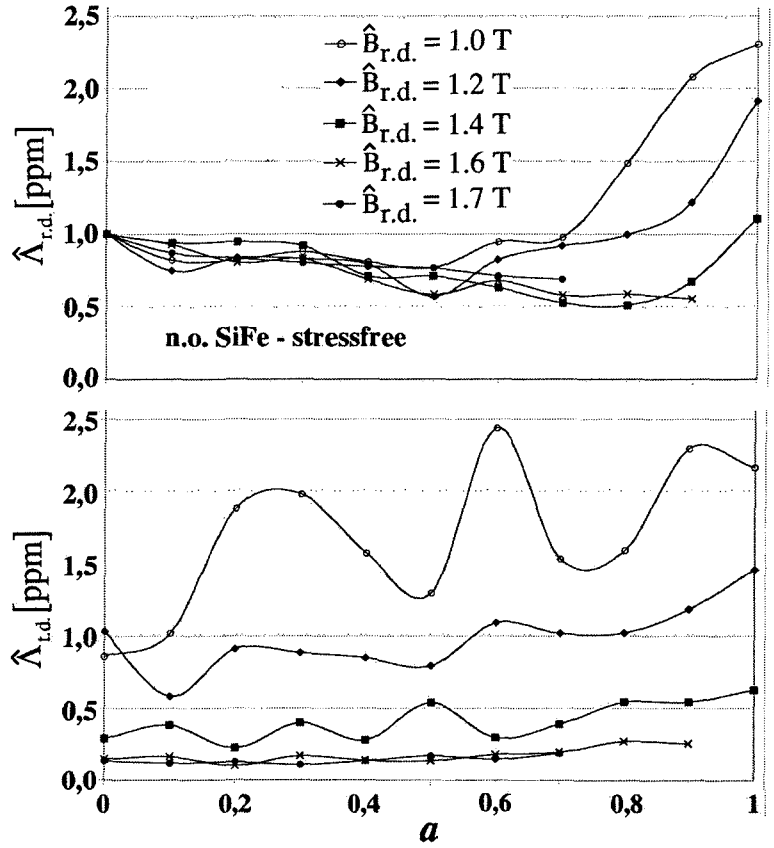


**Abb. 28: Relative peak-to-peak MS** von **n.o. SiFe** in r.d. $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\Lambda}_{t.d.}$.

$\hat{\lambda}_{r.d.}$ steigt um das ca. 25-fache bei $\hat{B}_{r.d.} = 1.7$ T gegenüber $\hat{B}_{r.d.} = 1.0$ T an ($a$ = const.). Bei einer Erhöhung von $a$ und $\hat{B}_{r.d.}$ = const. ist die Schwankungsbreite (siehe dazu Gleichung (46)) von $\hat{\lambda}_{r.d.}$ maximal ein Faktor 3 (siehe Abb. 28).

In t.d. sind die Absolutwerte der MS deutlich geringer. Für eine Erhöhung von $\hat{\lambda}_{t.d.}$ ist sowohl $a$ als auch $\hat{B}_{r.d.}$ in gleichem Maß verantwortlich (siehe Abb. 27 und 28). Die Schwankungsbreite der MS bei $\hat{B}_{r.d.}$ = const. beträgt wie in r.d. ungefähr einen Faktor 3.

Geht man davon aus, daß im nicht magnetisierten Zustand von n.o. SiFe die Orientierung der Körner gleichverteilt ist, kann man sich leicht vorstellen, daß eine Erhöhung von $\hat{B}_{r.d.}$ eine starke Umorientierung verursacht und somit eine empfindliche Auswirkung auf $\hat{\lambda}$ hervorruft. Eine ebensostarke Orientierung verursachen auch Komponenten von $\hat{B}_{t.d.}$ die umso stärker vorkommen je größer $a$ wird.

Hält man sich nun das Zustandekommen der MS bildlich vor Augen, so besteht $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ zum einem aus der "Umbildung" der Domänenstruktur. Zum anderen spielen aber auch vorkommende Komponenten $\hat{B}_{\text{t.d.}}$ eine Rolle indem sie die Ausbildung der Domänen von der r.d. zugunsten der t.d. drehen (Ausbildung von Transversaldomänen), was – betrachtet man $\hat{\lambda}$ nur in r.d. – einen zweiten Beitrag in derselben Größenordnung zu $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ liefert. Genau denselben Gedankengang kann man auch bei $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ anwenden. (Für eine genau Interpretation über Domänenmodelle sei auf Kapitel 6 verwiesen.) Tatsächlich trägt eine Erhöhung der Komponenten von $\hat{B}_{\text{t.d.}}$ (also eine Erhöhung von $a$) zur MS mit einem Faktor von maximal 3 bei. Tendenziell ist bei gleicher Anteilsstärke von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ und $\hat{B}_{\text{t.d.}}$ (CM, $a = 1$) eine Erhöhung um einen Faktor 2 bei $\hat{\lambda}$ sowohl in r.d. als auch in t.d. zu beobachten (siehe Abb. 28).

### 4.3.4 Amorphes Material

Das letzte untersuchte Material war das Fe-basierende amorphe METGLAS© Magnetic Alloy 2605SA1 von Honeywell. Amorphe Materialien werden zwar weniger der Energietechnik, dafür aber sehr stark in der Sensorik eingesetzt. Abb. 29 zeigt die gemessene absolute peak-to-peak MS in r.d. und t.d., Abb. 30 die relative peak-to-peak MS.

Materialien mit kristalliner Struktur weisen in r.d. tendenziell höhere MS-Werte auf als in t.d. Beim amorphen Material ist dieser Trend nicht zu beobachten. Während $\hat{\Lambda}_{\text{r.d.}}$ bei Achsenverältnissen $a \leq 0.5$ bei $\sim 1$ liegt, steigt die relative MS ab $a > 0.5$ langsam auf $\sim 2$ an. In t.d. ist $\hat{\Lambda}_{\text{t.d.}}$ für $a \leq 0.5$ und $\hat{B}_{\text{r.d.}} \leq 1.1$ T bei $\sim 1.5$ und sinkt für $\hat{B}_{\text{r.d.}} > 1.1$ T auf ca. 0.8 bis 1.1 ab. Für $a > 0.5$ steigt $\hat{\Lambda}_{\text{t.d.}}$ dann auf bis $\sim 3.5$ an.

Tendenziell kann aber gesagt werden, daß im Gegensatz zu den kristallinen Materialien wo durchwegs $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}} > \hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ gilt, beim amorphen Material $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}} < \hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ ist. Obwohl dieses Ergebnis bei $a < 0.5$ nicht signifikant ist, ist es bei $a > 0.5$ nicht zu übersehen.

Ähnlich wie beim n.o. SiFe ist auch hier eine Erhöhung von $\hat{\lambda}$ primär durch eine Erhöhung von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ gegeben. Das Achsenverhältnis $a$ spielt eine untergeordnete Rolle.

Für $a =$ const. erhält man bei $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.4$ T für $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ einen durchschnittlich 6-fach höheren Wert als für $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 0.8$ T. Für $\hat{B}_{\text{r.d.}} =$ const. steigt $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ allerdings nur um den knapp 2-fachen Wert bei CM gegenüber AM.

In t.d. verhält es sich nicht viel anders. Einer Steigerung um den Faktor 4 von $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 0.8$ T auf $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.4$ T bei $a =$ const. steht eine Steigerung um

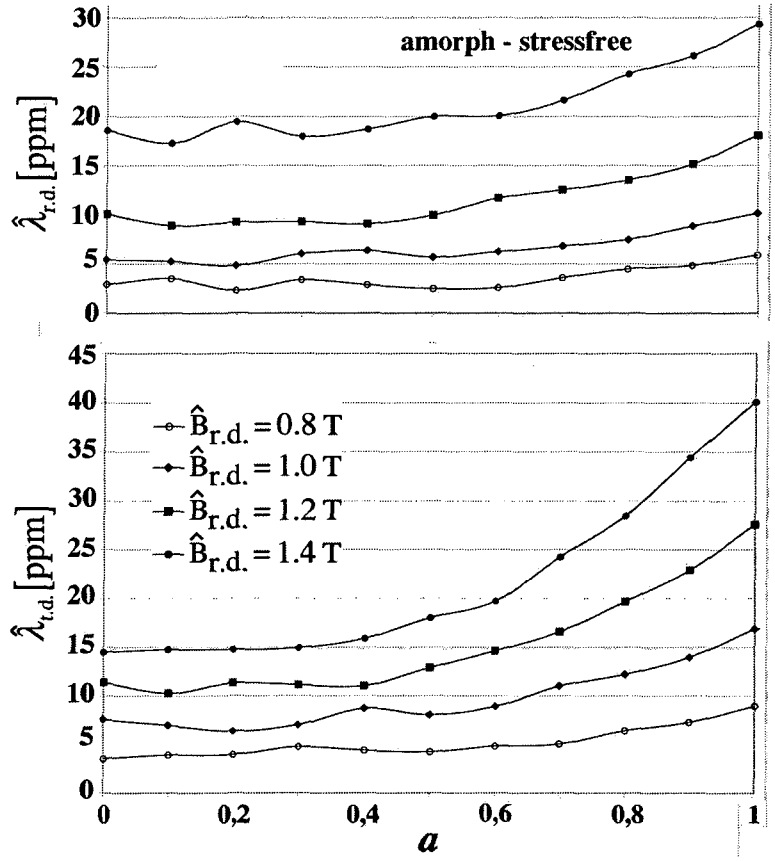


**Abb. 29: Peak-to-peak MS** von **amorphen** Material in r.d. $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\lambda}_{t.d.}$ in [$\mu$m/m].

den Faktor 2.5 zwischen AM und CM bei $\hat{B}_{r.d.}$ = const. gegenüber.

## 4.4 Zusammenfassung der magnetostriktiven Eigenschaften der verschiedenen Materialtypen

Zum Abschluß werden die magnetostriktiven Tendenzen der verschiedenen Materialtypen nochmals zusammengefaßt. Ziel ist es den Einfluß des Magnetisierungsmusters auf die Höhe der MS darzustellen. Dazu wird die **Schwankungsbreite** der absoluten peak-to-peak MS eingeführt:

$$\Delta_{\hat{\lambda}} = \left.\frac{\hat{\lambda}_{\max}}{\hat{\lambda}_{\min}}\right|_{\hat{B}_{r.d.} = \text{const. bzw. } a = \text{const.}} \tag{46}$$

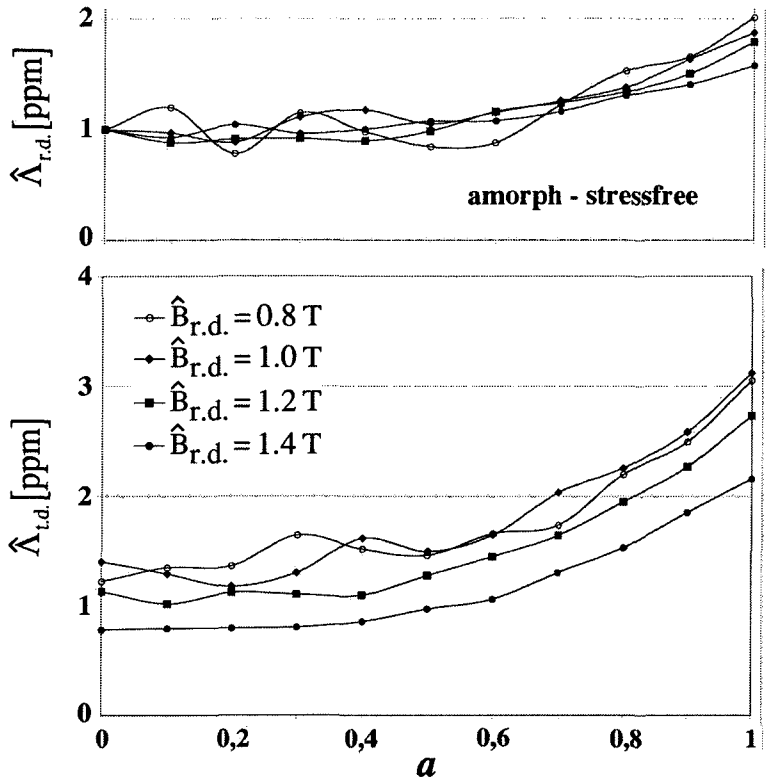


**Abb. 30: Relative peak-to-peak MS** von **amorphen Material** in r.d. $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\Lambda}_{t.d.}$.

Tab. 3 zeigt hier die Abhängigkeit von $\hat{\lambda}$ von $a$ bzw. $\hat{B}_{r.d.}$ durch jeweilige Variation der einen Größe und festem Wert der anderen ($\hat{B}_{r.d.}$ variiert im technisch relevanten Bereich). Es soll dadurch übersichtlich dargestellt werden inwiefern sich die MS mit dem Typ des applizierten Magnetisierungsmusters ändert.

Deutlich wird in Tab. 3 der Unterschied der verschiedenen Materialtypen ersichtlich. Während bei den orientierten Samples $\hat{B}_{r.d.}$ als primärer Einflußparamater auf $\hat{\lambda}_{r.d.}$ gilt, ist es beim nicht orientierten und amorphen das Achsenverhältnis $a$. Für $\hat{\lambda}_{t.d.}$ ist das ebenso gültig, wenn auch nicht in einem so starken Ausmaß.

Für eine genauere Analyse dieser Effekte bei unterschiedlichen Materialien sei auf Kapitel 6 verwiesen.

| | $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}}\rangle$ | | $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}}\rangle$ | |
|---|---|---|---|---|
| | $a$ fix $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ var. | $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ fix $a$ var. | $a$ fix $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ var. | $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ fix $a$ var. |
| h.g.o. SiFe | 2.9 | 20.0 | 2.1 | 6.9 |
| g.o. SiFe | 2.4 | 14.1 | 1.9 | 9.1 |
| n.o. SiFe | 25.4 | 3.0 | 3.1 | 2.7 |
| amorph | 6.3 | 1.9 | 4.2 | 2.6 |

**Tab. 3:** Übersicht über die magnetostriktiven Eigenschaften der verschiedenen Materialtypen ohne Belastung. $\langle\Delta_{\hat{\lambda}}\rangle$ bedeutet dabei die Mittelung über mehrere verschiedene $a$ bzw. $\hat{B}_{\text{r.d.}}$. $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ variiert dabei im technisch relevanten Bereich je nach Materialtyp von etwa 1 T - 1.8 T.

# 5 Messung bei mechanischer Belastung

Im vorigen Kapitel 4 wurden die verschiedenen Materialtypen

- h.g.o. SiFe - ZDKH23 laserscribed, (NSC):
  Si-Anteil 3% nominelle Dicke 230 $\mu$m
- g.o. SiFe - 30M5, (NSC):
  Si-Anteil 3%; nominelle Dicke 300 $\mu$m
- n.o. SiFe - V330-35AP, (EBG Bochum):
  Si-Anteil 3%; nominelle Dicke 350 $\mu$m
- amorph - METGLAS© Magnetic Alloy 2605SA1, (Honeywell):
  Fe-basierend; nominelle Dicke 30 $\mu$m

unter verschiedenen Magnetisierungsmuster untersucht. Wesentliche Erkenntnisse dabei waren der starke Einfluß von $a$ bei den orientierten Materialien. Beim nicht orientierten und amorphen Material war der Einfluß von $a$ zugunsten $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ geringer. Eine "handwaving" Argumentation wurde dafür bei den einzelnen Materialtypen gemacht.

Anhand dieser Ergebnisse könnte man nun einfach an Transformatorkernen oder rotierenden Maschinen Messungen des Magnetisierungsmusters durchführen und auf die daraus resultierende peak-to-peak MS schließen. Solch eine Abschätzung der Erhöhung der MS an einem Transformatorkern kann z.B. in [15] gefunden werden. Die Überhöhung der peak-to-peak MS entsteht wegen Anteilen von $\hat{B}_{\text{t.d.}}$ die in T-joint Regionen von Transformatorkernen enstehen, und wie im letzten Kapitel gesehen wurde, mitunter eine empfindliche Erhöhung der MS mit sich ziehen (speziell im Fall von h.g.o. SiFe, das den heutigen Standard von Transformatorblechen darstellt).

Anhand der gewonnenen Ergebnisse der MS könnte man für jedes Material einfache Tabellen bzw. Datenbanken erstellen mit denen es möglich ist, anhand der auftretenden Magnetisierungsmuster in Transformatorkernen oder rotierenden Maschinen, einfach und schnell eine Überhöhung der peak-to-peak MS abschätzen zu können.

Leider ist die Sache aber etwas komplizierter. Da MS oder eine Überhöhung dieser (gegenüber dem nominellen Fall) aufgrund anteiliger Komponenten von $\hat{B}_{\text{t.d.}}$ immer etwas mit einer Änderung der atomaren bzw. molekularen Struktur des Materials zu tun hat, kann man sich leicht vorstellen, daß eine mechanische Belastung die magnetostriktiven Eigenschaften des Materials mitunter empfindlich ändern kann.

In der Praxis ist mechanische Belastung aber der Normalfall. So werden Transformatorkerne mit Klammern stark zusammengepreßt, eventuell ist der

Kern durch ein hohes Spulengewicht zusätzlicher Belastung ausgesetzt etc. Bei Motoren oder Generatoren verhält es sich nicht anders. Somit sind Untersuchengen der MS ohne Belastung zwar grundlegend und essenziell, in der Praxis aber nur bedingt verwertbar.

Im folgenden Abschnitt soll nun geklärt werden inwiefern mechanische Belastung die magnetostriktiven Eigenschaften eines Materials ändert.

## 5.1 Hochgradig kornorientiertes (h.g.o.) SiFe

Wie bereits erwähnt ist h.g.o. SiFe heute das am meisten zeitgemäße Material für den Bau von Transformatorkernen. Eine Untersuchung der MS unter mechanischer Belastung ist aus diesem Grund besonders wichtig.

### 5.1.1 H.g.o. SiFe unter Zugbelastung in rolling direction (r.d.)

Abb. 31 zeigt die gemessenen MS-Werte für h.g.o. SiFe, wobei das Material einer mechanischer Zugbelastung von 5 MPa in r.d. unterworfen wurde. In Abb. 32 sind die entsprechenden relativen MS-Werte zu finden. Genauso wie in Kapitel 4.2 wurden hier die gemessenen Werte aus Abb. 31 auf die von NSC publizierten Daten (AM, keine Belastung) bezogen (siehe Kapitel 4.1).

Auch hier gilt wie in Kapitel 4.1 und 4.2, daß die Werte für $a \leq 2$ mit Vorbehalt zu bewerten sind. Die Argumentation ist dieselbe wie in Kapitel 4.1.

Ein Vergleich mit dem unbelasteten Fall (siehe Abb. 21) zeigt bereits deutlich andere Tendenzen des Materials wenn es mechanischer Beanpruchung ausgesetzt ist.

Die MS in r.d. $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ zeigt bei allen applizierten Magnetisierungsmuster konsequent um einen Faktor $\sim 1.5$ höhere Werte als im unbelasteten Fall. In der Praxis relevante Magnetisierungsmuster mit $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.7$ T und $a = 0.3$ zeigen im belasteten Fall eine Überhöhung von 45 gegenüber den von NSC publizierten Wert, während im unbelasteten Fall eine Überhöhung von 27 gemessen wurde. Die stärkste Überhöhung von $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ erhält man bei $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.0$ T und $a = 1$ mit $\sim 170$. Im unbelasteten Fall war es beim selben Magnetisierungsmuster 100 (siehe Abb. 21).

$\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ verhält sich genau umgekehrt zu $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$. Hier ist eine Verminderung um einen Faktor bis 3 im Vergleich zum unbelasteten Fall zu erkennen. Das Beispiel $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.7$ T und $a = 0.3$ zeigt eine 11-fach höhere Amplitude, während im unbelasteten Fall $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ einen $\sim$ 30-fach höheren Wert aufweist,

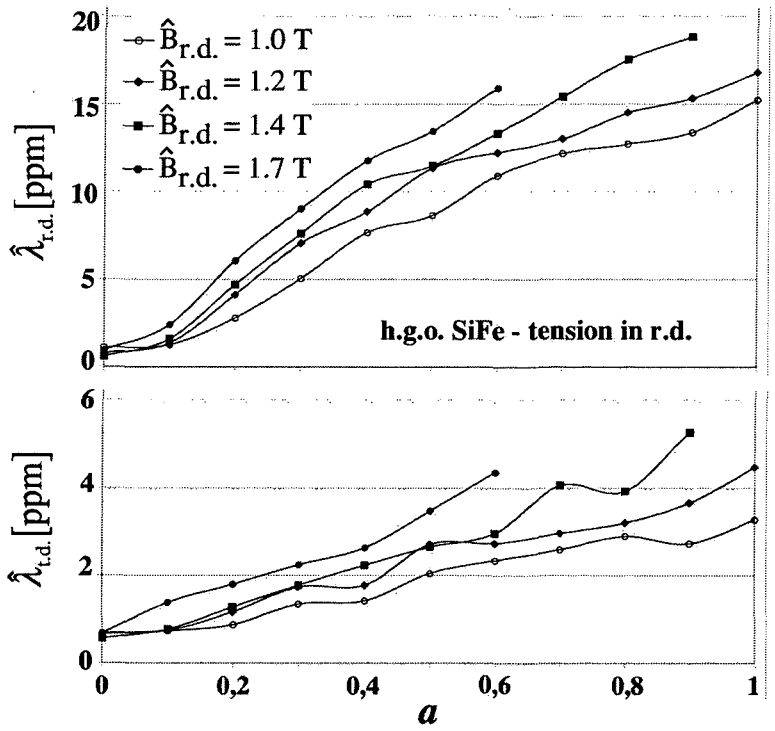


**Abb. 31: Peak-to-peak MS** von **h.g.o. SiFe** in r.d. $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\lambda}_{t.d.}$ in [$\mu$m/m] mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **r.d.** Die Werte für $a \leq 0.2$ sind aus Gründen wie in Kapitel 4.1 und 4.2 beschrieben mit Vorbehalt zu bewerten.

als von NSC publiziert. Aber auch hier erhält man die stärkste Überhöhung bei niedrigem $\hat{B}_{r.d.}$ und hohem $a$ mit $\sim 40$.

Wie auch im unbelasteten Fall kann resümiert werden, daß den größten Einfluß auf die MS das Achsenverhältnis $a$ hat. Allerdings verschieben sich die Verhältnisse bei mechanischer Zugbelastung "zugunsten" der r.d. So weist $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ unter Belastung um ca. 1.5-fach höhere Werte auf als ohne Belastung. Diese Verschiebung der MS zur r.d. bringt eine Verminderung von $\hat{\Lambda}_{t.d.}$ um einen Faktor 2-3 (im Vergleich zum unbelasteten Fall) mit sich. Unter der Annahme einer verschwindenden Volumenmagnetostriktion würde das auch hier eine MS in die $z$-Richtung bedeuten.

### 5.1.2 H.g.o. SiFe unter Zugbelastung in transverse direction (t.d.)

Eine logische Folge wäre es nun Untersuchungen unter mechanischer Kompression in r.d. durchzuführen. Erste Versuche zeigten aber, daß es sehr pro-

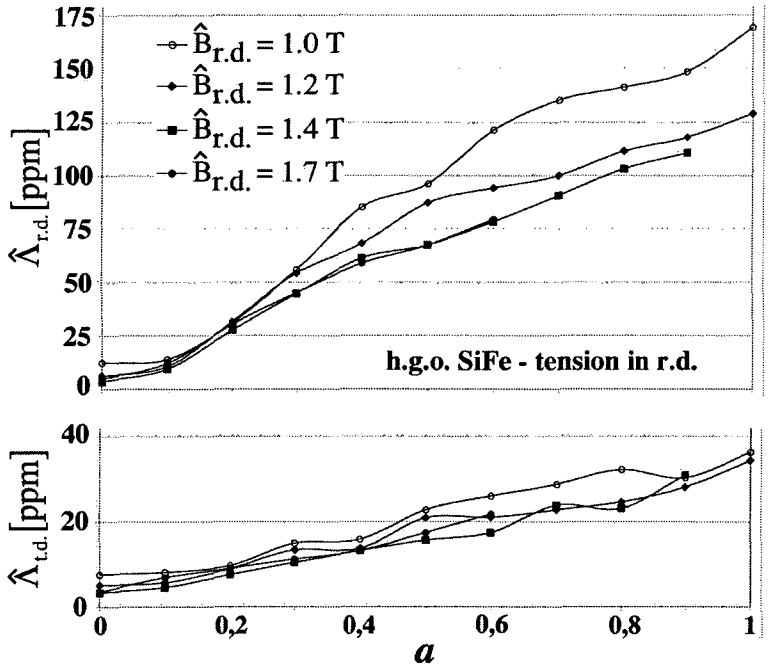


**Abb. 32: Relative peak-to-peak MS** von **h.g.o. SiFe** in r.d. $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\Lambda}_{t.d.}$ mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **r.d.** Die Werte für $a \leq 0.2$ sind aus Gründen wie in Kapitel 4.1 und 4.2 beschrieben mit Vorbehalt zu bewerten.

blematisch ist, das Material einer Druckbeanspruchung in r.d. zu unterziehen. Durch die geringe Dicke des Materials (230 $\mu$m) kann ein Verbiegen des Probensamples nicht ausgeschlossen werden, bzw. ist sogar immer der Fall. Bei einer Druckbeanspruchung hat das somit immer eine Überlagerung von Kompression und Verbiegung des Materials zur Folge. Ein Verbiegen hat aber immer eine Zugbeanspruchung, zumindest auf einer Seite (Ober- oder Unterseite), zur Folge. Es ist daher diese Überlagerung von Druck- und Zugbeanspruchung ein Problem, das fast immer eine Nichtreproduzierbarkeit der Messungen beinhaltet, da die Anteile von Zug und Kompression nicht isoliert untersucht werden können. Eine Nichtreproduzibilität tritt auch aus dem Grund auf, da je nach Positionierung des Probensamples und Applizierung der Druckeinrichtung (was hier durch normale Gewichte realisiert wurde) eine unterschiedliche Belastung des Samples erreicht wird.

Eine entsprechendes Gegenteil zur Zugbelastung in r.d. wäre eine Zugbelastung in t.d. Das entspricht zwar nicht einer Druckbelastung in r.d., jedoch kann man sich vorstellen, daß sich die Körner des Materials in beiden Fällen ähnlich ausrichten und somit eine Tendenz einer Änderung der MS-Werte

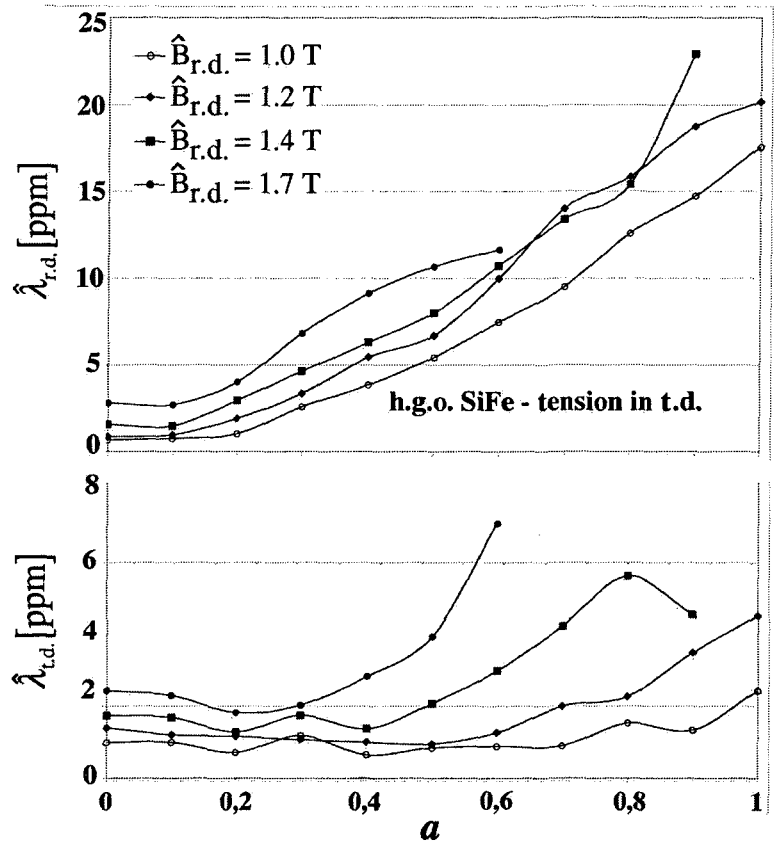


**Abb. 33: Peak-to-peak MS** von **h.g.o. SiFe** in r.d. $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\lambda}_{t.d.}$ in [$\mu$m/m] mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **t.d.** Die Werte für $a \leq 0.2$ sind aus Gründen wie in Kapitel 4.1 und 4.2 erwähnt wurden mit Vorbehalt zu bewerten.

gegenüber dem unbelasteten Fall bzw. Zugbelastung in r.d. erkennbar wäre. D.h. es wurden weitere Untersuchungen unter mechanischer Zugbelastung von 5 MPa in t.d. durchgeführt.

In Analogie zu den vorigen Kapiteln zeigt Abb. 33 die Absolutwerte der MS sowohl in r.d. als auch in t.d. Abb. 34 zeigt die daraus errechneten Werte der relativen MS bezogen auf die von NSC propagierten Werte unter AM ohne mechanischer Belastung.

Trotz des unterschiedlichen Belastungsmodus (Zugbelastung in t.d.) hat die Änderung der MS die gleichen Tendenzen zur Zugbelastung in r.d. Im Vergleich zum unbelasteten Fall hat man hier knapp 1.5-fach höheres $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ - nur etwas geringer als Zugbelastung in r.d. Einzige Ausnahme sind Magnetisierungsmuster mit hohem $a$ (0.8-1.0). Als Bsp. sei wieder der in der Praxis

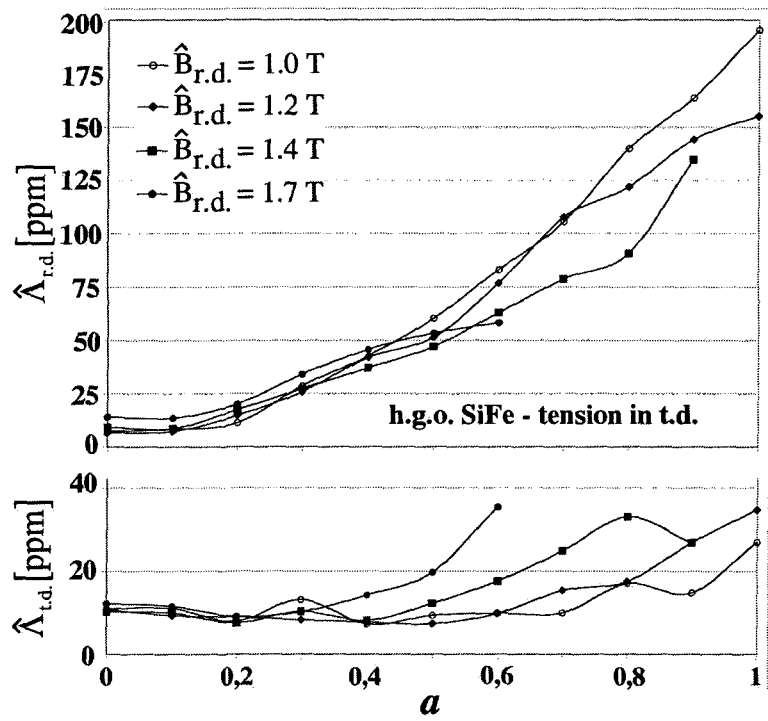


**Abb. 34: Relative peak-to-peak MS** von **h.g.o. SiFe** in r.d. $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\Lambda}_{t.d.}$ mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **t.d.** Die Werte für $a \leq 0.2$ sind aus Gründen wie in Kapitel 4.1 und 4.2 erwähnt wurden mit Vorbehalt zu bewerten.

relevante Fall mit $\hat{B}_{r.d.} = 1.7$ T und $a = 0.3$ herausgegriffen: Dem unbelasteten Fall mit einer Amplitudenüberhöhung von 27 und Belastung in r.d. von 45, steht ein $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ von 34 bei Zugbelastung in t.d. gegenüber. Für CM und $\hat{B}_{r.d.} = 1.0$ T erreicht man auch hier den Maximalwert von $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ mit $\sim 200$, etwas mehr als bei Belastung in r.d.

Für $\hat{\Lambda}_{t.d.}$ gelten ungefähr die selben Tendenzen wie bei Zugbelastung in r.d., also eine Verminderung von $\hat{\Lambda}_{t.d.}$ um einen Faktor 2-3 gegenüber dem unbelasteten Fall.

Zum Abschluß werden in Tab. 4 und Tab. 5 in übersichtlicher Weise die wichtigsten Fälle unterschiedlicher Magnetisierung und Belastung nochmals zusammengefaßt: zum einem mit $\hat{B}_{r.d.} = 1.7$ T und $a = 0.3$ - ein im Bereich von T-joint Regionen von Transformatorkernen durchaus vorkommendes Magnetisierungsmuster -, und zum anderen mit $\hat{B}_{r.d.} = 1.0$ T und $a = 1$ - jener Bereich wo die stärkste Amplitudenüberhöhung $\hat{\Lambda}$ gegenüber dem nominellen Wert auftritt.

| | $\sigma = 0$ | | $\sigma = 5$ MPa | |
|---|---|---|---|---|
| | | | $\sigma$ in r.d. | $\sigma$ in t.d. |
| | $\hat{\lambda}_{\text{r.d.,NSC}}$ | $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$<br>$\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ | $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$<br>$\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ | $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$<br>$\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ |
| $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.7$ T, $a = 0.3$ | 0.20 | 5.3<br>6.3 | 9.0<br>2.2 | 6.8<br>2.0 |
| $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.0$ T, $a = 1$ | 0.09 | 9.0<br>8.2 | 15.2<br>3.3 | 17.6<br>2.4 |

**Tab. 4:** Absolute peak-to-peak MS in [$\mu$m/m] von h.g.o. SiFe unter zwei verschiedenen Magnetisierungsmuster und verschiedenen Belastungszuständen. $\hat{\lambda}_{\text{r.d.,NSC}}$ gibt die von NSC publizierten Werte der MS für AM ohne Belastung an.

| | $\sigma = 0$ | | $\sigma = 5$ MPa | |
|---|---|---|---|---|
| | | | $\sigma$ in r.d. | $\sigma$ in t.d. |
| | $\hat{\lambda}_{\text{r.d.,NSC}}$<br>[$\mu$m/m] | $\hat{\Lambda}_{\text{r.d.}}$<br>$\hat{\Lambda}_{\text{t.d.}}$ | $\hat{\Lambda}_{\text{r.d.}}$<br>$\hat{\Lambda}_{\text{t.d.}}$ | $\hat{\Lambda}_{\text{r.d.}}$<br>$\hat{\Lambda}_{\text{t.d.}}$ |
| $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.7$ T, $a = 0.3$ | 0.20 | 27<br>32 | 45<br>11 | 34<br>10 |
| $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.0$ T, $a = 1$ | 0.09 | 100<br>91 | 169<br>37 | 196<br>27 |

**Tab. 5:** Relative peak-to-peak MS von h.g.o. SiFe unter zwei verschiedenen Magnetisierungsmuster und verschiedenen Belastungszuständen. $\hat{\lambda}_{\text{r.d.,NSC}}$ gibt die von NSC publizierten Werte der MS für AM ohne Belastung an.

## 5.2 Kornorientiertes (g.o.) SiFe

In Kapitel 4.3.2 konnte man sehen, daß es sich bei g.o. SiFe im wesentlichen um den selben Materialtypus wie bei h.g.o. SiFe bezüglich seiner magnetostriktiven Eigenschaften handelt. Die von NSC publizierten MS-Werte unter AM sind zwar signifikant höher als bei h.g.o. SiFe (ca. um einen Faktor 10), was aufgrund der nicht so starken Orientierung sein dürfte, jedoch sind unter Belastung dieselben Tendenzen der MS unter den verschiedenen Magnetisierungsmuster zu erwarten.

### 5.2.1 G.o. SiFe unter Zugbelastung in r.d.

Abb. 35 zeigt die gemessenen absoluten peak-to-peak MS Werte von g.o. SiFe unter einer mechanischen Zugbelastung von 5 MPa in r.d. (analog zu h.g.o. SiFe in Kapitel 5.1.1). Die entsprechenden relativen MS Werte sind in Abb. 36 zu finden. Wie im unbelasteten Zustand wurden sämtliche Werte auf jene

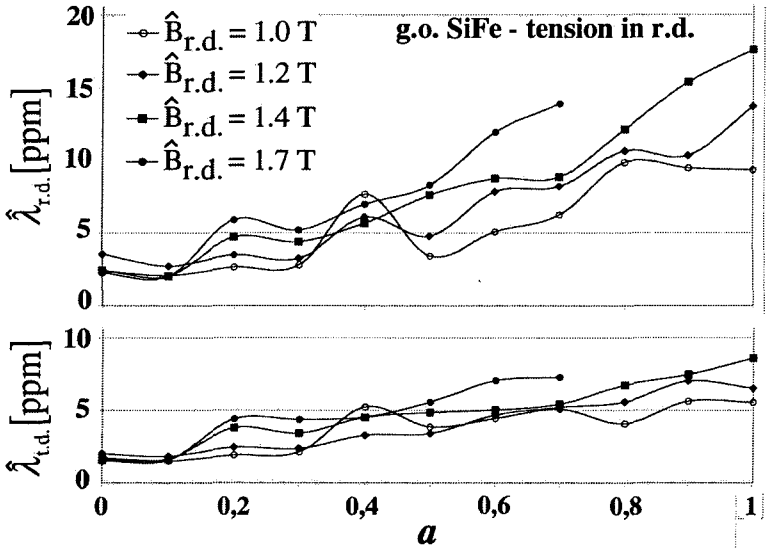


**Abb. 35: Peak-to-peak MS** von **g.o. SiFe** in r.d. $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\lambda}_{t.d.}$ in [$\mu$m/m] mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **r.d.** Die Werte für $a \leq 0.2$ sind aus Gründen wie in Kapitel 4.1 und 4.2 erwähnt wurden mit Vorbehalt zu bewerten.

von NSC bezogen (siehe dazu Tab. 2).

Anders als h.g.o. SiFe verhält sich g.o. SiFe unter mechanischer Beanspruchung. Während sich bei h.g.o. SiFe die MS $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ unter Zugbelastung erhöhte und $\hat{\Lambda}_{t.d.}$ verringerte (sowohl bei Belastung in r.d. als auch in t.d.), ist bei g.o. SiFe keine wirklich tendenzielle Änderung zu beobachten.

Im technisch relevanten Bereich ($\hat{B}_{r.d.} \geq 1.6$ T, $a \leq 0.4$) könnte man eine leichte Erhöhung für $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ gegenüber dem unbelasteten Fall ausfindig machen. Diese bewegt sich aber im Durchschnitt bei $\sim 20\%$, also in einer Größenordnung, der man nicht gerade eine deutliche Signifikanz zusprechen kann. Detto verhält es sich bei $\hat{\Lambda}_{r.d.}$. Hier kann man schon gar nicht von irgendeiner Änderung der magnetostriktiven Tendenz sprechen.

### 5.2.2 G.o. SiFe unter Zugbelastung in t.d.

In Kapitel 5.2.1 konnte man sehen, daß bei Zugbelastung in r.d. nur sehr schwache Änderungen in der MS gegenüber dem unbelasteten Fall zu erkennen waren. Etwas anders verhält es sich bei Zugbelastung in t.d.

Abb. 37 und 38 zeigen die absoluten und relativen MS-Werte unter einer Zugbelastung von $\sigma = 5$ MPa in t.d.

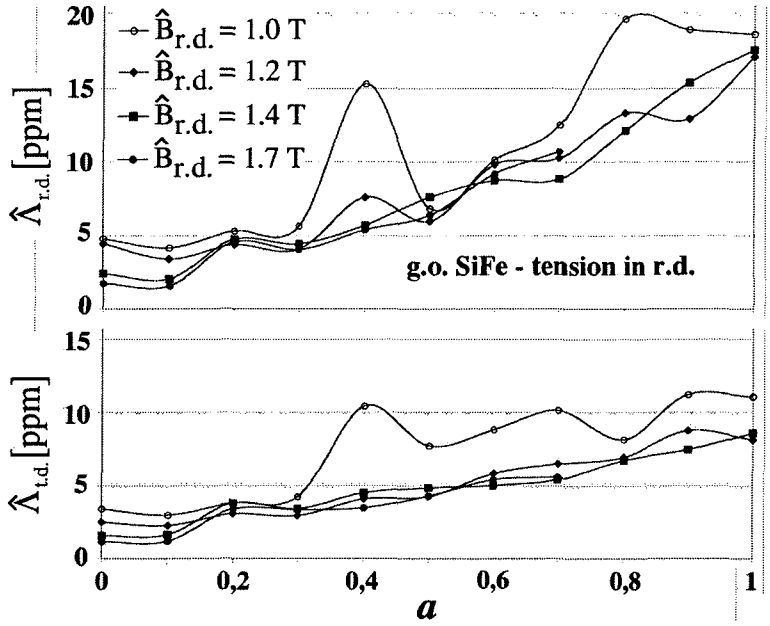


**Abb. 36: Relative peak-to-peak MS** von **g.o. SiFe** in r.d. $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\Lambda}_{t.d.}$ mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **r.d.** Die Werte für $a \leq 0.2$ sind aus Gründen wie in Kapitel 4.1 und 4.2 erwähnt mit Vorbehalt zu bewerten.

Hier kann man Überhöhungen der MS bis auf einen Faktor $\sim$ 12 (im Gegensatz zu $\sim$ 19 bei Belastung in r.d. und $\sim$ 26 ohne Belastung). D.h. für den Fall von CM und $\hat{B}_{r.d.} \leq 1.3$ T erreicht $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ etwa 2-3 mal geringere Werte als ohne Belastung und 1.5-2 mal geringer als bei Belastung in r.d. Für $\hat{B}_{r.d.} \geq 1.6$ T und $a \leq 0.4$ (also im praktisch relevanten Bereich) ist $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ ebenfalls um etwa 30% niedriger als ohne Belastung.

In t.d. ist $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ im gesamten Bereich tendenziell 3 mal geringer als beim nicht belasteten Sample. Bei $\hat{B}_{r.d.} \leq 1.3$ T und CM um ca. einen Faktor 2-3 und für $\hat{B}_{r.d.} \geq 1.6$ T und $a \leq 0.4$ etwa 3-4.

Zur besseren Übersicht werden nochmals zwei relevante Magnetisierungsmuster und die daraus entstehende MS in Tab. 6 gegenübergestellt:

- $\hat{B}_{r.d.} = 1.0$ T und $a = 1$ - jenes wo sie stärkste Überhöhung der MS gegenüber dem nominellen Fall auftritt, und
- $\hat{B}_{r.d.} = 1.7$ T und $a = 0.3$ - ein Muster das in Ecken und Kanten von Transformatorkernen durchaus gehäuft auftreten kann.

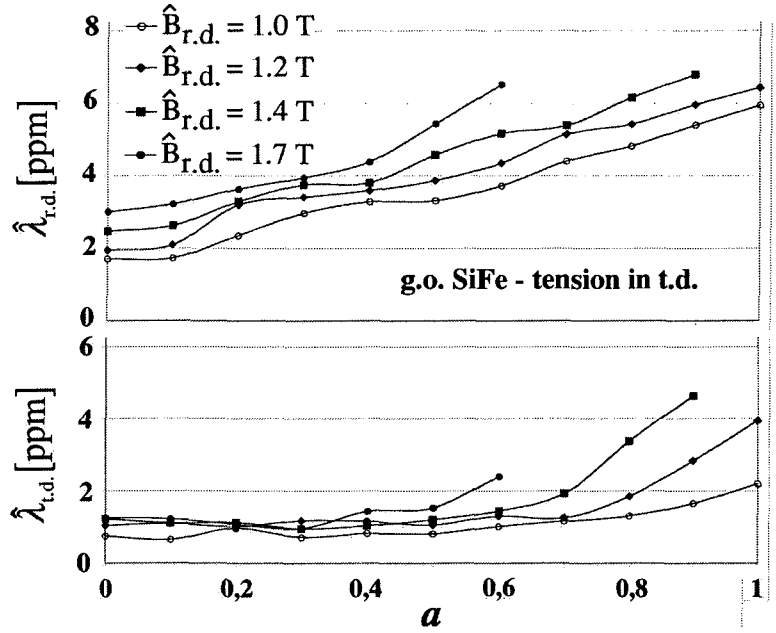


**Abb. 37: Peak-to-peak MS** von **g.o. SiFe** in r.d. $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\lambda}_{t.d.}$ in [$\mu$m/m] mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **t.d.** Die Werte für $a \leq 0.2$ sind aus Gründen wie in Kapitel 4.1 und 4.2 erwähnt mit Vorbehalt zu bewerten.

## 5.3 Nicht orientiertes (n.o.) SiFe

In Kapitel 4.3.3 wurden bereits die Eigenschaften von V330-35AP beschrieben. Hierbei handelt es sich um eine n.o. SiFe Legierung, die vorwiegend bei drehenden Maschinen zum Einsatz kommt. Anders als bei den orientierten Materialien, die in Transformatorkernen eingesetzt werden und Magnetisierungsmuster mit $a \leq 0.3$ auftreten, kann bei Motoren oder Generatoren im Backyoke Bereich auch CM auftreten.

Aber auch hier ist mechanische Beanspruchung von praktischer Relevanz, da es wie bei Transformatorkernen durch die Konstruktion der Maschine zu mechanischer Belastung des Materials kommt.

### 5.3.1 N.o. SiFe unter Zugbelastung in r.d.

Abb. 39 zeigt die absolute peak-to-peak MS in r.d. un t.d. In Abb. 40 ist die daraus errechnete relative peak-to-peak MS ersichtlich.

Im unbelasteten Fall konnte man deutlich die magnetostriktiven Tendenzen des Materials erkennen. $\hat{B}_{r.d.}$ war in erster Linie für die Erhöhung der MS

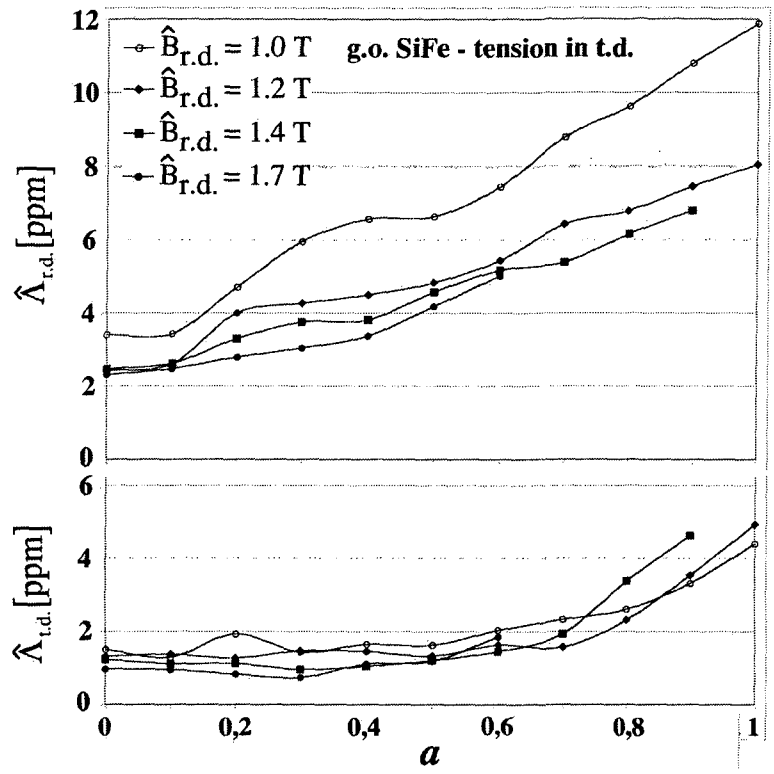


**Abb. 38: Relative peak-to-peak MS** von **g.o. SiFe** in r.d. $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\Lambda}_{t.d.}$ mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **t.d.** Die Werte für $a \leq 0.2$ sind aus Gründen wie in Kapitel 4.1 und 4.2 erwähnt mit Vorbehalt zu bewerten.

verantwortlich. Eine sekundäre Rolle spielte dabei das Achsenverhältnis $a$ (vgl. dazu Kapitel 4.3.3).

Bei einer mechanischen Zugbeanspruchung in r.d. von 5 MPa ist diese Tendenz nicht mehr gegeben. Bei AM variiert $\hat{\lambda}_{r.d.}$ von 0.7 ppm bis 1.4 ppm. $\hat{\lambda}_{t.d.}$ variiert von 0.8 ppm bis 2.2 ppm. Signifikante Meßfehler können bei diesen Größenordnungen daher nicht ausgeschlossen werden (vgl. Kapitel 4.1). Allgemein für $a$ = const. ist für $a < 0.8$ keine Steigerung der MS für steigendes $\hat{B}_{r.d.}$ (von 1 T - 1.7 T) gegeben (im Gegensatz zum unbelasteten Fall) . Erst ab $a \geq 0.8$ kann man eine moderate Erhöhung um einen Faktor $\sim 2$ sowohl in r.d. als auch t.d. erkennen.

Für $\hat{B}_{r.d.}$ = const. erhält man von AM bis CM eine Steigerung von $\hat{\lambda}_{r.d.}$ um einen Faktor $\sim 3$, $\hat{\lambda}_{t.d.}$ überhöht bei CM ca. um einen Faktor 2. Zur Erinnerung ohne Belastung waren die Werte für $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und $\hat{\lambda}_{t.d.}$ ungefähr die gleichen (3 für $\langle \Delta_{\hat{\lambda}_{r.d.}} \rangle$ und 2.7 für $\langle \Delta_{\hat{\lambda}_{t.d.}} \rangle$, vgl. Kapitel 4.4).

| | $\sigma = 0$ | | $\sigma = 5$ MPa | |
|---|---|---|---|---|
| | | | $\sigma$ in r.d. | $\sigma$ in t.d. |
| | $\hat{\lambda}_{\text{r.d.,NSC}}$ [$\mu$m/m] | $\hat{\Lambda}_{\text{r.d.}}$ $\hat{\Lambda}_{\text{t.d.}}$ | $\hat{\Lambda}_{\text{r.d.}}$ $\hat{\Lambda}_{\text{t.d.}}$ | $\hat{\Lambda}_{\text{r.d.}}$ $\hat{\Lambda}_{\text{t.d.}}$ |
| $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.7$ T, $a = 0.3$ | 1.3 | 2.8<br>2.5 | 4.0<br>3.4 | 3.1<br>0.8 |
| $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.0$ T, $a = 1$ | 0.5 | 21.4<br>14.2 | 18.6<br>11.0 | 11.8<br>4.4 |

**Tab. 6:** Relative peak-to-peak MS von g.o. SiFe unter zwei verschiedenen Magnetisierungsmuster und verschiedenen Belastungszuständen. $\hat{\lambda}_{\text{r.d.,NSC}}$ gibt die von NSC publizierten Werte der MS für AM ohne Belastung an.

### 5.3.2 N.o. SiFe unter Zugbelastung in t.d.

Abb. 41 und Abb. 42 zeigt die absolute bzw. relative peak-to-peak MS unter Zugbelastung von $\sigma = 5$ MPa in t.d. Anders als bei Beanspruchung in r.d. sind hier deutliche Tendenzen zu erkennen.

Bei konstanten $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ erhält man von AM bis CM eine Steigerung von $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ um einen Faktor $\sim 2.5$, $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ überhöht bei CM ca. um einen Faktor 3. Läßt man das Achsenverhältnis $a$ konstant ($\hat{B}_{\text{r.d.}}$ variiert dabei von etwa 1 T - 1.6 T), dann steigt sowohl $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ als auch $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ um einen Faktor $\sim 2.5$ an.

Betrachtet man nun die erhaltenen Ergebnisse, kann man zusammenfassend über die n.o. Probe resümieren. Im unbelasteten Fall ist $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ der primäre Einflußparameter für eine Erhöhung der MS. In Kapitel 4.3.3 wurde dies kurz mit der Ausrichtung der Domänenstruktur argumentiert. Ein Erhöhung von $a$ liefert dann einen zusätzlichen – wenn auch kleineren – Beitrag.

Beaufschlagt man das Material dann aber mit einer Zugbelastung in r.d. werden sich die Domänen mehr in die r.d. ausrichten. Im ausgerichteten Zustand spielt aber $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ nicht mehr eine übergeordnete Rolle, eine Erhöhung von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ hat auf $\hat{\lambda}$ nahezu keinen Einfluß mehr. Bei einer Erhöhung von $a$ wiederum hat erhält man denselben Effekt wie im unbelasteten Fall. $\hat{\lambda}$ steigt in der selben Größenordnung sowohl bei Belastung in r.d. als auch ohne Belastung.

Bei einer Zugbeanspruchung in t.d. werden Domänen aus der r.d. herausgedreht. Das impliziert eine signifikante Steigerung von $\hat{\lambda}$ bei Erhöhung von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ von 1 T - 1.6 T (im Gegensatz zu Belastung in r.d.). Allerdings steigt $\hat{\lambda}$ bei $a =$ const. nicht in dem starken Ausmaß an, wie im unbelasteten Fall. Scheinbar erlaubt die Beanspruchung in t.d. keine allzugroße MS in r.d. Sowohl eine Erhöhung von $a$ bei $\hat{B}_{\text{r.d.}} =$ const. als auch eine Erhöhung von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ bei $a =$ const. haben jeweils mit einem Faktor $\sim 3$ gleich starken Einfluß auf

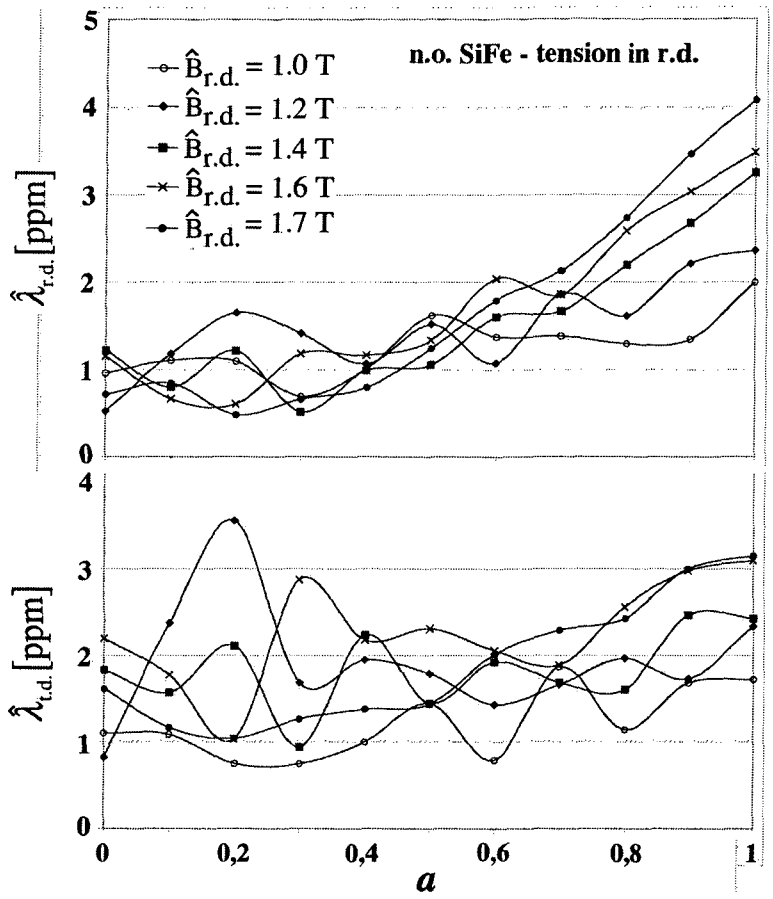


**Abb. 39: Peak-to-peak MS** von **n.o. SiFe** in r.d. $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\lambda}_{t.d.}$ in [$\mu$m/m] mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **r.d.**

eine Erhöhung der MS.

Tab. 7 stellt nochmals die wichtigsten magnetostriktiven Eigenschaften von n.o. SiFe zusammen.

## 5.4 Amorphes Material

Das amorphe Material verhält sich ohne mechanische Beanspruchung tendenziell so wie ein n.o. Material. Tab. 3 hat darüber einen groben Überblick gegeben. Als Unterschied zu den Materialien mit körniger Struktur hat sich die stärkere Ausprägung von $\hat{\lambda}_{t.d.}$ gegenüber $\hat{\lambda}_{r.d.}$ erwiesen.

Die letzten Untersuchungen wurden am amorphen Sample unter einer mechanischen Beanspruchung von jeweils $\sigma = 5$ MPa in r.d. und t.d. durchgeführt.

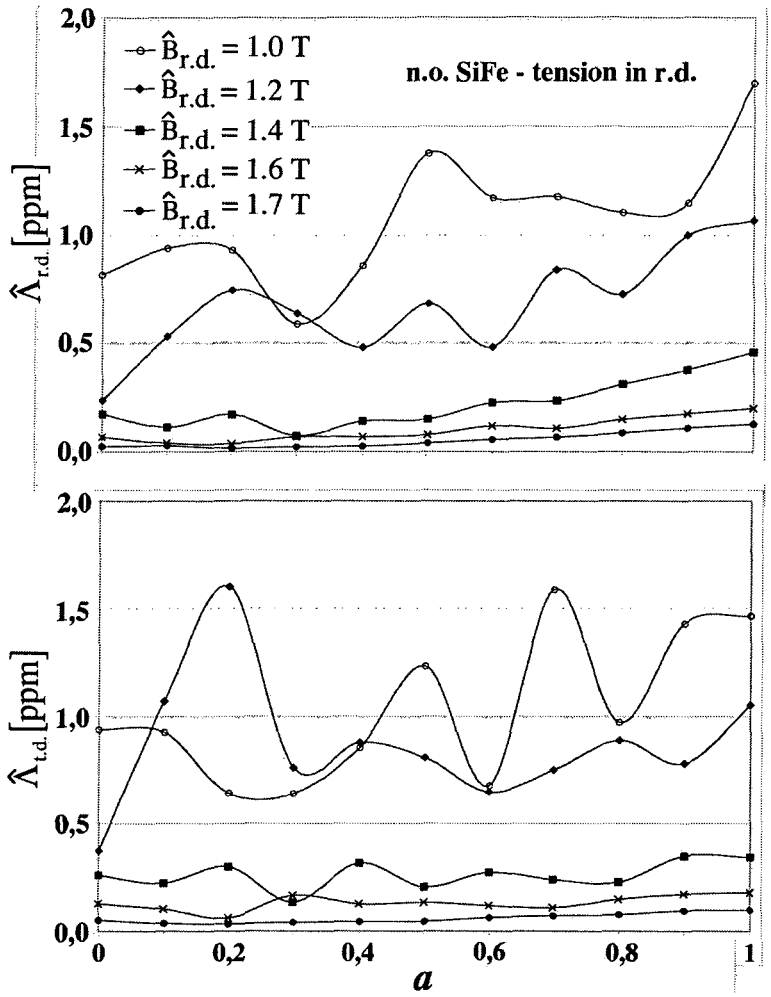


**Abb. 40: Relative peak-to-peak MS** von **n.o. SiFe** in r.d. $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\Lambda}_{t.d.}$ mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **r.d.**

### 5.4.1 Amorphes Material unter Zugbelastung in r.d.

In Abb. 43 und 44 sind die absoluten und relativen MS-Werte dargestellt, welche unter Zugbelastung von $\sigma = 5$ MPa in r.d. gemessen worden sind. Aus Ermangelung veröffentlichter nomineller Daten seitens der Herstellerfirma wurden die relativen Werte so wie bei n.o. SiFe auf die am RSST gemessene MS unter AM und jeweiligen $\hat{B}_{r.d.}$ bezogen.

Sowohl in r.d. als auch in t.d. liegt $\hat{\lambda}$ unter jenen Werten welche ohne Belastung gemessen wurden. Die höchste MS liegt in r.d. bei $\sim 9$ $\mu$m/m, in t.d. bei $\sim 17$ $\mu$m/m (zum Vergleich im unbelasteten Fall waren es in r.d. $\sim 30$

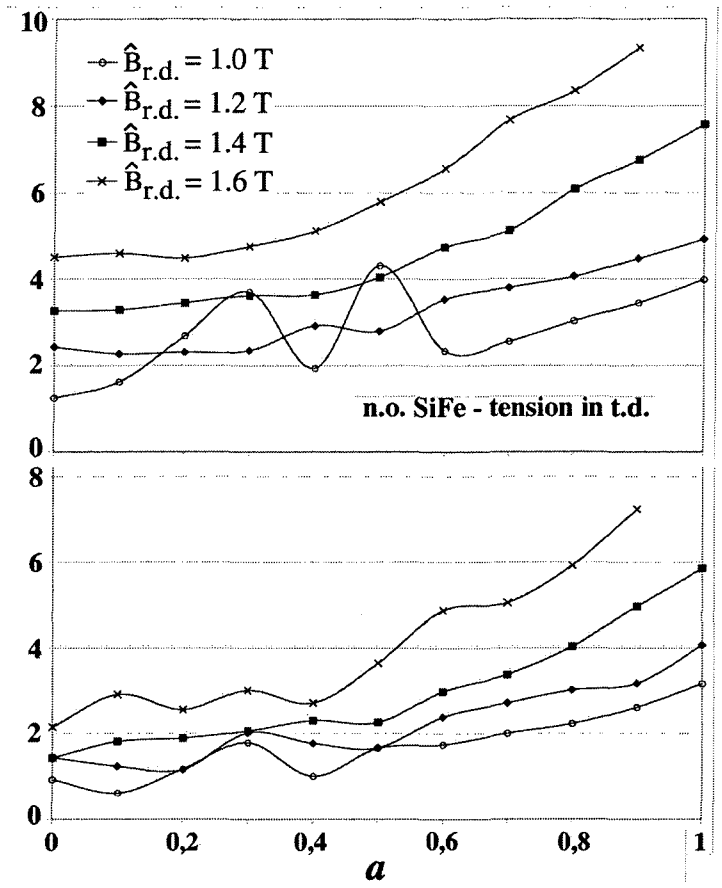


**Abb. 41: Peak-to-peak MS** von **n.o. SiFe** in r.d. $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\lambda}_{t.d.}$ in [$\mu$m/m] mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **t.d.**

$\mu$m/m und in t.d. bei $\sim$ 40 $\mu$m/m). Grob abgeschätzt ist bei unbelasteten Sample $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und $\hat{\lambda}_{t.d.}$ um einen Faktor $\sim$ 3 höher als bei Belastung in r.d.

Betrachtet man den Anstieg der MS von AM bis auf CM bei entsprechenden $\hat{B}_{r.d.}$ = const. so überhöht $\hat{\lambda}$ sowohl in r.d. als auch t.d. um einen Faktor von ca. 3. Bei $a$ = const. und $\hat{B}_{r.d.}$ variiert von 0.8 T bis auf 1.4 T so erhöht sich die MS um knapp einen Faktor 4 in r.d. und t.d.

Abgesehen von den geringeren MS-Werten ist aber ein Trend bemerkbar, der sich auch ohne Belastung abgezeichnet hat. Im Gegensatz zu den Proben mit körniger Struktur gilt beim amorphen Band für jedes applizierte Magnetisierungsmuster $\hat{\lambda}_{r.d.} < \hat{\lambda}_{t.d.}$.

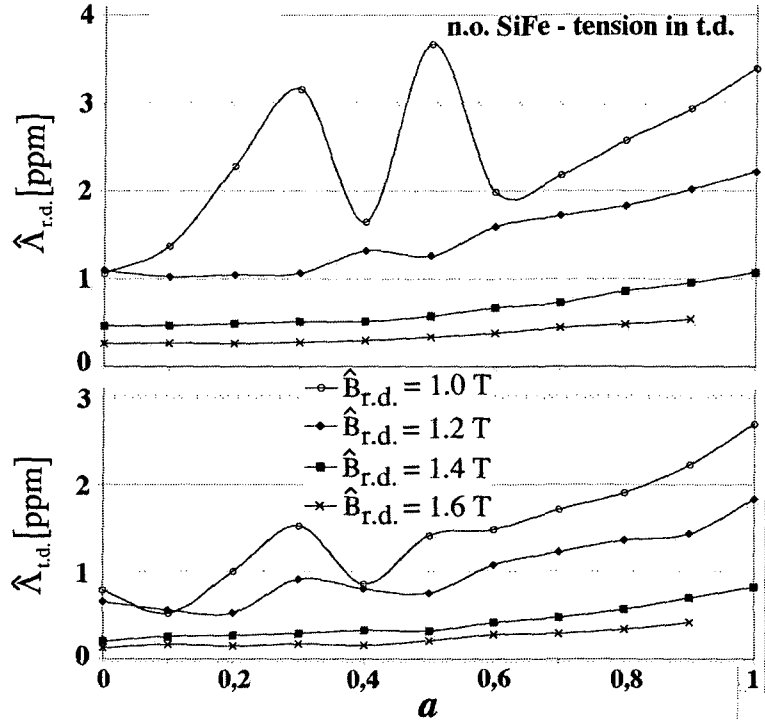


**Abb. 42: Relative peak-to-peak MS** von **n.o. SiFe** in t.d. $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\Lambda}_{t.d.}$ mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **t.d.**

### 5.4.2 Amorphes Material unter Zugbelastung in t.d.

Abb. 45 und 46 zeigen die gemessenen absoluten und relativen peak-to-peak MS Werte des amorphen Samples unter mechanischer Zugbeanspruchung von $\sigma = 5$ MPa in t.d.

Bei Belastung in r.d. war zwar derselbe Trend wie beim unbelasteten Sample erkennbar, jedoch um einen Faktor $\sim 3$ niedrigere Werte. Wird die Probe in t.d. mit Zugbelastung beaufschlagt, so ist die MS nahezu gleich jener wie im unbelasteten Fall.

Deutlich kann man erkennen, daß eine Erhöhung von $\hat{B}_{r.d.}$ von 0.8 T - 1.4 Teine empfindliche Erhöhung von $\lambda$ mit sich bringt. Eine Erhöhung von $a$ spielt - genau wie im unbelasteten Fall - eine untergeordnete Rolle. Die Überhöhungen der MS oder Schwankungsbreite $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{r.d.}}\rangle$ und $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{t.d.}}\rangle$ in r.d. bzw. t.d. sind fast ident mit jenen des unbelasteten Samples

Tab. 8 stellt zur besseren Übersicht nochmals die wichtigsten magnetostriktiven Eigenschaften vom amorphen Material unter den verschiedenen Belastungszuständen zusammen.

| | $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}}\rangle$ | | $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}}\rangle$ | |
|---|---|---|---|---|
| | $a = \text{const.}$ | $\hat{B}_{\text{r.d.}} = \text{const.}$ | $a = \text{const.}$ | $\hat{B}_{\text{r.d.}} = \text{const.}$ |
| $\sigma = 0$ | 25.4 | 3.0 | 3.1 | 2.7 |
| $\sigma = 5$ MPa in r.d. | $\sim 1$ | 3.4 | $\sim 1$ | 1.8 |
| $\sigma = 5$ MPa in t.d. | 2.5 | 2.5 | 2.5 | 3.3 |

**Tab. 7:** Übersicht über die magnetostriktiven Eigenschaften von n.o. SiFe unter verschiedenen Belastungszuständen. $\langle\Delta_{\hat{\lambda}}\rangle$ bedeutet dabei die Mittelung über mehrere verschiedene $a$ bzw. $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ (siehe dazu Gleichung (46)). Bei $a = \text{const.}$ wurde $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ in einem technisch relevanten Maß verändert.

| | $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}}\rangle$ | | $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}}\rangle$ | |
|---|---|---|---|---|
| | $a = \text{const.}$ | $\hat{B}_{\text{r.d.}} = \text{const.}$ | $a = \text{const.}$ | $\hat{B}_{\text{r.d.}} = \text{const.}$ |
| $\sigma = 0$ | 6.3 | 1.9 | 4.2 | 2.6 |
| $\sigma = 5$ MPa in r.d. | 4.0 | 2.8 | 3.5 | 3.0 |
| $\sigma = 5$ MPa in t.d. | 7.3 | 1.7 | 5.2 | 1.7 |

**Tab. 8:** Übersicht über die magnetostriktiven Eigenschaften von amorphen Material unter verschiedenen Belastungszuständen. $\langle\Delta_{\hat{\lambda}}\rangle$ bedeutet dabei die Mittelung über mehrere verschiedene $a$ bzw. $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ (siehe dazu Gleichung (46)). Bei $a = \text{const.}$ wurde $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ in einem technisch relevanten Maß verändert.

Auch hier dürfte eine Argumentation greifen, wie sie schon bei n.o. SiFe in Kapitel 5.3 durchgeführt wurde. Im unbelasteten Fall ist $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ der primäre Parameter der die MS erhöht. Da $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ zunächst eine gewisse Ordnung herbeiführt reagiert hier $\hat{\lambda}$ besonders empfindlich. Eine Erhöhung von $a$ liefert dann einen zusätzlichen kleineren Beitrag.

Unter mechanischer Zugbeanspruchung in r.d. wirkt sich $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ dann nicht mehr so stark wie im unbelasteten Fall aus, da eine eine Ordnung bereits von außen induziert wurde. Das Einfluß von $a$ ändert sich dabei aber nur minimal. D.h. sowohl $a$ als auch $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ haben somit nahezu gleichen Einfluß auf die Höhe der MS.

Bei Zugbelastung in t.d. wird wieder eine Unordnung bzw. eine Ordnung zugunsten der t.d. herbeigeführt. $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ gewinnt wieder an Gewicht und liefert einen signifikanten Beitrag zur MS sowohl in r.d. als auch t.d. Eine Erhöhung von $a$ spielt wie im unbelasteten Fall eine untergeordnete Rolle.

Abschließend sei noch erwähnt, daß beim amorphen Material Untersuchungen

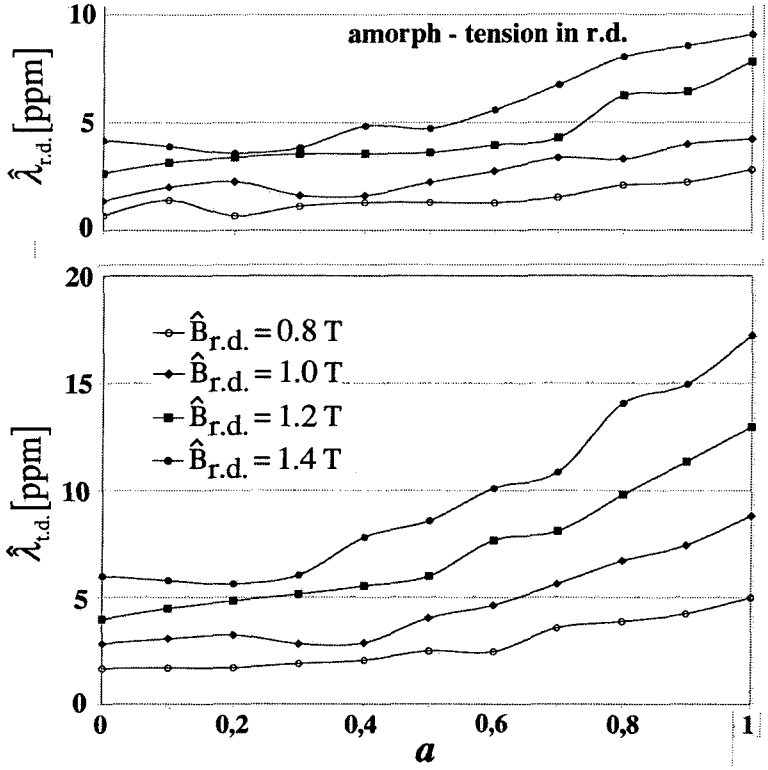


**Abb. 43: Peak-to-peak MS** von **amorphen** Material in r.d. $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\lambda}_{t.d.}$ in [$\mu$m/m] mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **r.d.**

unter mechanischer Zugbelastung von $\sigma = 10$ MPa und $\sigma = 20$ MPa sowohl in r.d. als auch t.d. durchgeführt wurden. Dies war in diesem Fall aufgrund der geringen Dicke des Samples von 30 $\mu$m/m leicht machbar. Die etwa 10 mal höhere Dicke der anderen Proben erlaubte aus mechanischen Gründen keine so starke Belastung (die mit einfachen Gewichten an Schnüren die an der Probe befestigt wurden realisiert wurde).

Allerdings konnten bei einer Belastung von 10 MPa und 20 MPa keine signifikanten Unterschiede zu den Messungen mit 5 MPa beobachtet werden. Scheinbar ist eine Zugbeanspruchung von 5 MPa ausreichend, um die innere Struktur des Materials in einem gesättigten Maß zu verändern.

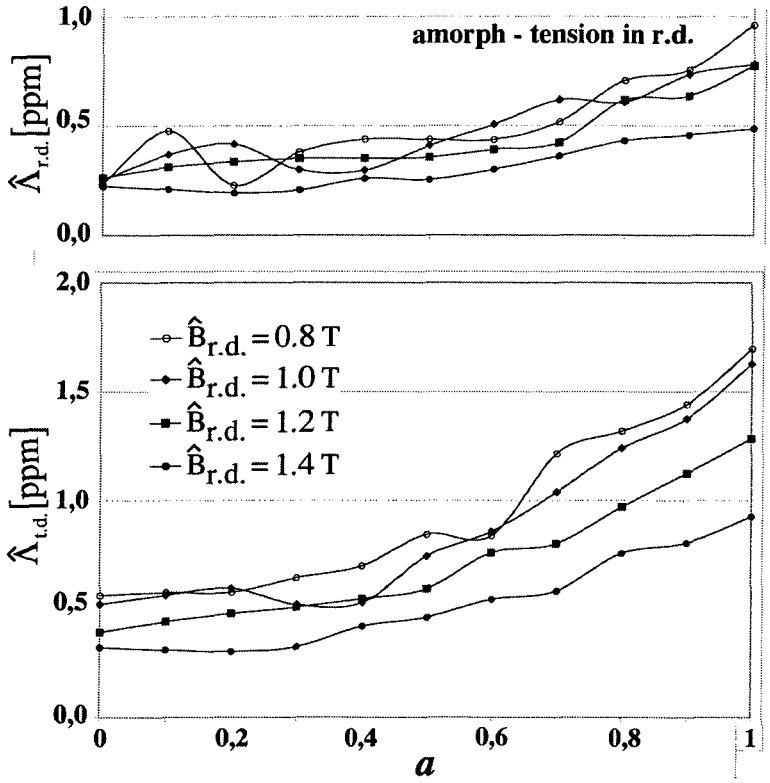


**Abb. 44: Relative peak-to-peak MS** von **amorphen** Material in r.d. $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\Lambda}_{t.d.}$ mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **r.d.**

## 5.5 Zusammenfassung der magnetostriktiven Eigenschaften unter Belastung

Folgende Trends lassen sich aus den Messungen unter Belastung erkennen:

- **H.g.o. SiFe** zeigt unter Belastung und zirkularer Magnetisierung (CM) eine Erhöhung von $\hat{\lambda}_{r.d.}$ um zwei Größenordnungen (gegenüber den nominellen Angaben des Herstellers). $\hat{\lambda}_{t.d.}$ steigt in weniger starkem Ausmaß. Wie im unbelasteten Fall ist $a$ der primäre Einflußparameter auf die magnetostriktive Verzerrung.

- **G.o. SiFe** verhält sich ähnlich wie h.g.o. SiFe. Die Überhöhung von $\hat{\lambda}_{r.d.}$ bei CM ist mit einem Faktor 10 allerdings weit geringer als bei h.g.o. SiFe. Auch hier ist $a$ primär für eine Erhöhung der magnetostriktiven Verzerrung verantwortlich.

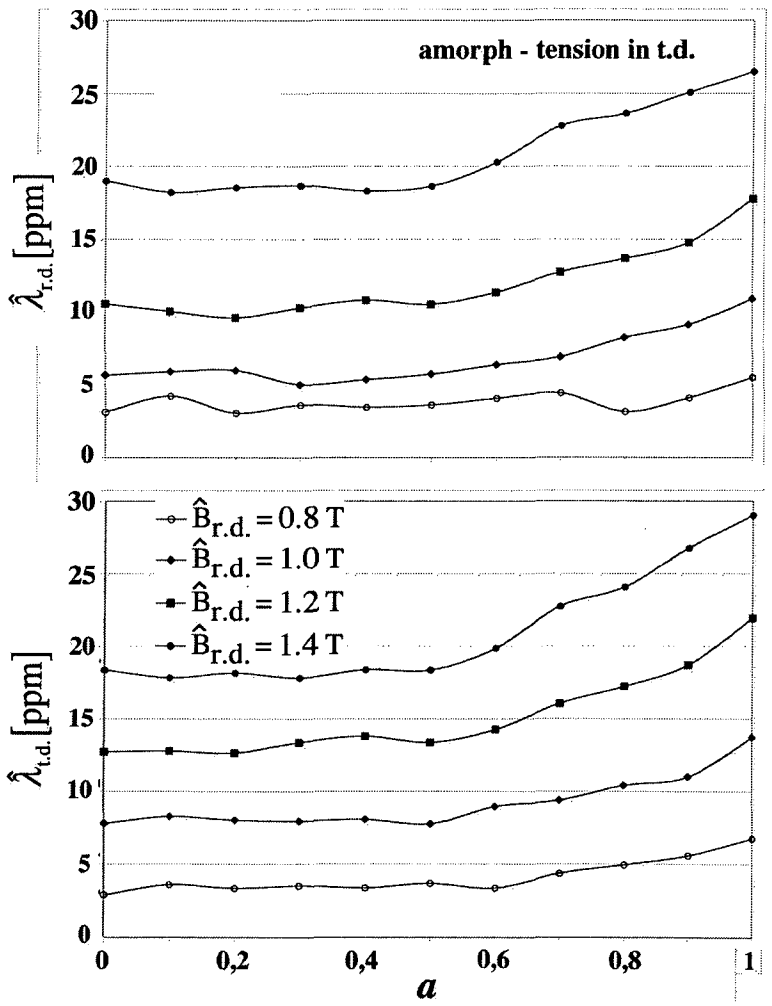


**Abb. 45: Peak-to-peak MS** von **amorphen** Material in r.d. $\hat{\lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\lambda}_{t.d.}$ in [$\mu$m/m] mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **t.d.**

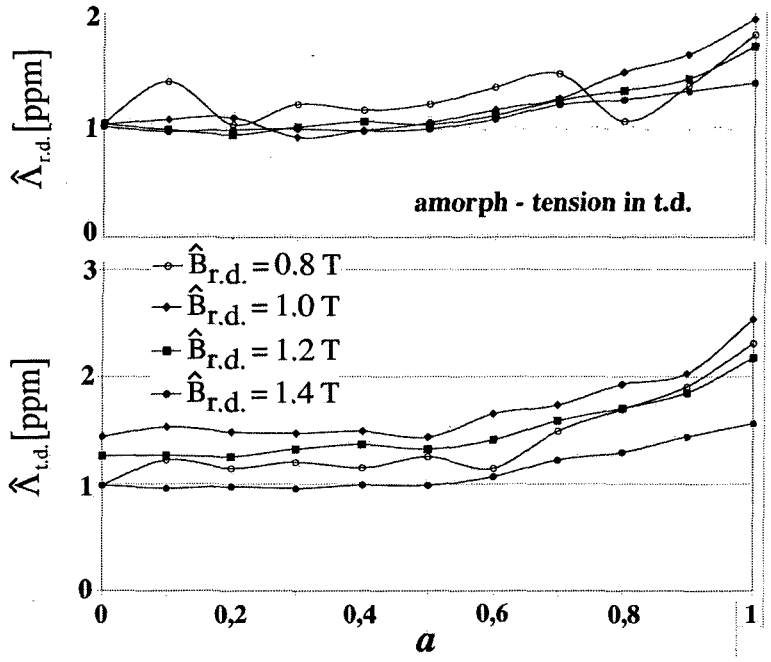


**Abb. 46: Relative peak-to-peak MS** von **amorphen** Material in r.d. $\hat{\Lambda}_{r.d.}$ und in t.d. $\hat{\Lambda}_{t.d.}$ mit einer **Zugbelastung** von 5 MPa in **t.d.**

- **N.o. SiFe** verändert sein magnetostriktives Verhalten im belasteten Fall sehr stark gegenüber dem unbelasteten. War ohne Belastung eine Erhöhung von $\hat{B}_{r.d.}$ maßgeblich an der Erhöhung der MS beteiligt, so zeigt sich dieser Trend mit Belastung nicht mehr. Sowohl $a$ als auch $\hat{B}_{r.d.}$ haben gleich starken Einfluß.

- Bei **amorphen Material** ändert sich die magnetostriktive Sensitivität unter Belastung. Zugbelastung in r.d. verringert die Abhängigkeit von $\hat{\lambda}_{r.d.}$ zugunsten von $a$, Zugbelastung in t.d. bewirkt das Gegenteil. Das gilt für alle Richtungen von $\hat{\lambda}$

Die genauen Zahlenwerte sind in Tab. 9 im nächsten Kapitel nochmals zusammengefaßt.

# 6 Interpretation der Ergebnisse

Um sich einen Überblick der verschiedenen untersuchten Materialtypen unter verschiedenen Belastungszuständen der vergangenen Kapitel verschaffen zu können, werden in Tab. 9 die gemessenen Daten zusammengestellt. Es soll der Einfluß der Kenndaten des Magnetisierungsmusters $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ und $a$ auf die Höhe der MS dargestellt werden und somit die Sensitivität der Materialtypen in Bezug auf deren MS verdeutlichen.

| | | $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}}\rangle$ | | $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}}\rangle$ | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ variiert $a$ = const. | $a$ variiert $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ = const. | $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ variiert $a$ = const. | $a$ variiert $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ = const. |
| h.g.o. SiFe | $\sigma = 0$ | 2.4 (4) | 35.0 (103) | 2.1 | 7.0 |
| | $\sigma$ in r.d. | 2.2 | 15.8 | 2.5 | 5.7 |
| | $\sigma$ in t.d. | 4.2 | 22.2 | 6.9 | 2.9 |
| g.o. SiFe | $\sigma = 0$ | 2.9 (6) | 14.1 (23.2) | 2.3 | 13.3 |
| | $\sigma$ in r.d. | 1.8 | 5.2 | 1.4 | 4.8 |
| | $\sigma$ in t.d. | 1.9 | 3.3 | 2.1 | 3.8 |
| n.o. SiFe | $\sigma = 0$ | 25.4 | 3.0 | 3.1 | 2.7 |
| | $\sigma$ in r.d. | $\sim 1$ | 3.4 | $\sim 1$ | 1.8 |
| | $\sigma$ in t.d. | 2.5 | 2.5 | 2.5 | 3.3 |
| amorph | $\sigma = 0$ | 6.3 | 1.9 | 4.2 | 2.6 |
| | $\sigma$ in r.d. | 4.0 | 2.8 | 3.5 | 3.0 |
| | $\sigma$ in t.d. | 7.3 | 1.7 | 5.2 | 1.7 |

**Tab. 9:** Übersicht über die magnetostriktiven Eigenschaften der verschiedenen Materialtypen und unterschiedlicher Belastung. $\langle\Delta_{\hat{\lambda}}\rangle$ bedeutet dabei die Mittelung über mehrere verschiedene $a$ bzw. $\hat{B}_{\text{r.d.}}$. Bei $a$ = const. wurde $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ in einem technisch relevanten Maß verändert.

In Tab. 9 ist der Durchschnitt des Anstiegs von $\hat{\lambda}$ in Form von $\langle\Delta_{\hat{\lambda}}\rangle$ lt. Gleichung (46) angegeben. Die Spalte $a$ = const. bedeutet dabei daß der Anstieg von $\hat{\lambda}$ zwischen kleinstem und größten gemessenen $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ für ein konstantes $a$ angegeben ist, wobei im Anschluß über alle gemessenen $a$ gemittelt wurde. In Spalte $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ = const. wurde genau umgekehrt vorgegangen. Für ein konstantes $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ wurde der Anstieg von $a = 0$ bis $a = 1$ ermittelt und in Folge über diese Werte der Durchschnitt gebildet.

Für $a = 0$ wurden jene Werte herangezogen, die am RSST gemessen wurden. Bei den Zahlen in Klammern (bei h.g.o. SiFe und g.o. SiFe) wurden für $a = 0$ die von NSC publizierten Daten verwendet. Aus Gründen der Konsistenz und besseren Vergleichsmöglichkeiten zu n.o. SiFe und dem amorphen Material, wo keine Angaben über nominelle MS seitens der Hersteller existieren, werden im zukünftigen Text auch bei h.g.o. SiFe und g.o. SiFe die am RSST gemessenen Werte für $a = 0$ herangezogen.

## 6.1 Messungen ohne Belastung

Der auffälligste Unterschied zwischen den orientierten (h.g.o. und g.o.) und den nicht orientierten (n.o. und amorph) Probensamples ist die Abhängigkeit von $\hat{\lambda}$ vom applizierten Magnetisierungsmuster. So zeigen die für orientierte Proben erzielten Resultate, daß ein Ansteigen von $\hat{\lambda}$ primär auf ein Ansteigen von $a$ zurückzuführen ist. Bei CM ($a = 1$) steigt $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ auf den 35-fachen (h.g.o. SiFe) bzw. 14-fachen (g.o. SiFe) Wert gegenüber AM ($a = 0$) an, $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ immerhin noch um den 7-fachen (h.g.o. SiFe) bzw. 13-fachen (g.o. SiFe) Wert gegenüber AM. Zieht man als Referenzwerte jene von NSC für AM heran ist es sogar eine Erhöhung von $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ um einen Faktor 100 (h.g.o. SiFe) bzw. 23 (g.o. SiFe). Eine Erhöhung von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ (im technisch relevanten Bereich) scheint dagegen eine untergeordnete Rolle zu spielen. Zwischen minimalem applizierten $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ (1.0 T) und maximalem $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ (1.9 T) ist für $\hat{\lambda}$ ein Anstieg von nur etwa 2.5 sowohl in r.d. als auch t.d. für beide Proben zu registrieren.

Anders ist der Einfluß auf $\hat{\lambda}$ bei n.o. SiFe und beim amorphen Material. Hier erreicht man bei einer Erhöhung vom kleinsten applizierten $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ auf den höchsten einen Anstieg von $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ um das 25-fache (n.o. SiFe) bzw. 6-fache (amorph), $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ steigt auf das 3-fache (n.o. SiFe) bzw. 4-fache (amorph). Abgesehen von $\langle \Delta_{\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}} \rangle$ bei n.o. SiFe sind die Unterschiede zwar nicht mehr so stark wie bei den orientierten Materialien, aber dennoch signifikant. Eine Erhöhung von $a$ erhöht $\hat{\lambda}$ in einem geringerem Ausmaß (zwischen 2-3, siehe Tab. 9) und hat hier – im Gegensatz zu h.g.o. SiFe und g.o. SiFe – sekundären Einfluß auf $\hat{\lambda}$.

Während sich h.g.o. SiFe und g.o. SiFe bezüglich ihrer magnetostriktiven Eigenschaften nahezu ident verhalten (was nicht verwundert, bei beiden handelt es sich um orientierte Materialien), muß auf einen Unterschied zwischen n.o. SiFe und dem amorphen Material aufmerksam gemacht werden. Bei allen untersuchten kristallinen Materialien (inkl. n.o. SiFe) war $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ stärker ausgeprägt als $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ (insbesondere bei hohem $a$). Das amorphe Material zeigte nicht mehr diese Tendenz. Hier war $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}} < \hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ (siehe dazu die relevanten Tabellen in Kapitel 4.3). Bei den kristallinen Materialien war bei hohem $a$ und $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ grob abgeschätzt um einen Faktor 2 höher als $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$. Die amorphe Probe verhielt sich genau umgekehrt. Bei hohem $a$ und $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ war $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ um einen Faktor $\sim 2$ stärker ausgeprägt als $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$.

Trotzdem gilt in allen Fällen – geht man von einer verschwindenden Volumenmagnetostriktion aus –, daß die MS ebenso wie in der Probenebene einen signifikanten Anteil normal dazu, also in $z$-Richtung, aufweist, sich somit die Dicke des Materials ändert.

Eine Interpretation der oben gezeigten Ergebnisse kann über **Domänenmodelle** initiiert werden.

### Deutung der magnetostriktiven Eigenschaften über Domänenmodelle

Bei allen untersuchten SiFe-Legierungen handelt es sich um eine **Goss Textur**. Abb. 47 zeigt als schematische Darstellung die Anordnung der Kristallite.

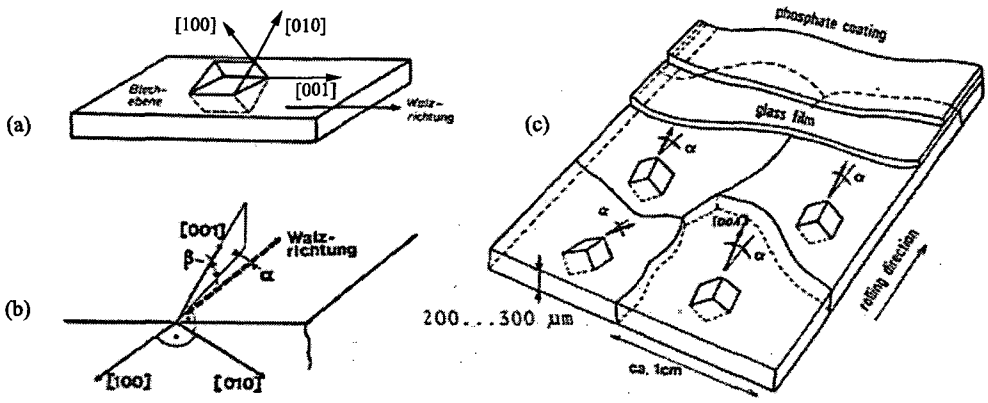


**Abb. 47:** Schematische Anordnung der Kristallite in einer stark orientierten Goss-Textur.
**(a)** Anordnung eines Kristallits,
**(b)** Definition der Richtungen eines Kristallits und
**(c)** für h.g.o. SiFe typische Anordnung der Kristallite.

Durch optimierte Kaltwalz- und Glühbehandlung wird bei der Goss-Textur eine ausgeprägte Vorzugsrichtung in Walzrichtung erreicht. Modernes h.g.o. SiFe (wie z.B. das untersuchte HI-B) besitzen eine fast vollkommene Goss-Textur, wobei durch zugspannungsinduzierte Isolation von bis zu 5 $\mu$m Dicke eine zusätzliche Verschmälerung der Hauptdomänenbreite künstlich erzielt wird.

Abb. 48 zeigt eine schematische Darstellung der, für die MS maßgeblichen, Domänenstruktur von SiFe mit Goss-Textur im nicht magnetisierten Zustand. Die Hauptdomänen in Walzrichtung ([001]) sind durchsetzt mit sogenannten Transversaldomänen ([010] bzw. [100]), die in Lancets ([001]) an der Oberfläche enden.

Wird nun ein externes Feld in Walzrichtung angelegt, so verbreitern sich die entsprechenden Hauptdomänen bei gleichzeitiger Verschmälerung der dem externen Feld entgegengesetzt orientierten Hauptdomänen. Mit Annäherung an den gesättigten Zustand sind (im Idealfall) überhaupt keine Hauptdomä-

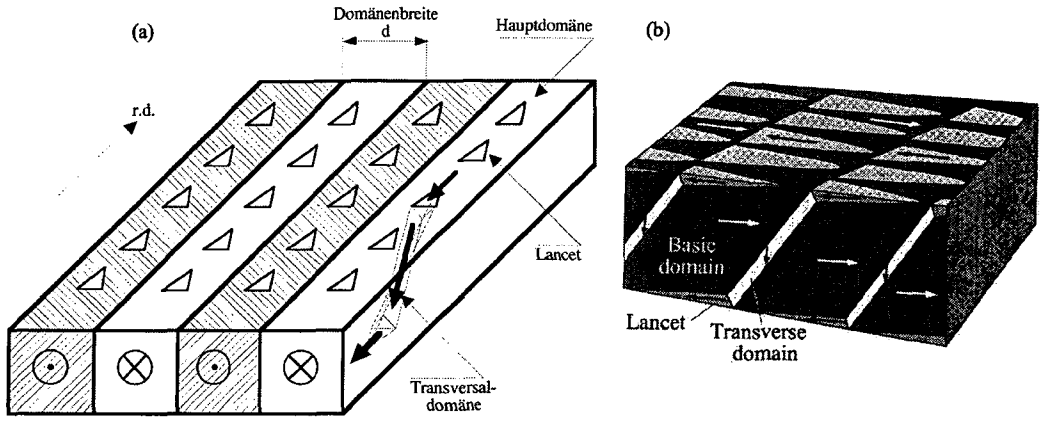


**Abb. 48:** Typische Domänenstruktur von SiFe mit Goss-Textur im nicht magnetisierten Zustand.

nen entgegengesetzt dem applizierten Feld vorhanden, wobei die Dichte der Transversaldomänen in den verbreiterten Hauptdomänen zunimmt, während sie in den schmäler werdenden Hauptdomänen verringert wird. Die Zuhnahme der Transversaldomänendichte dient zur Verringerung der Streufeldenergie.

Bei zunehmendem Aufkommen eines externen Feldes normal zur Walzrichtung, kommt es zu einer immer stärker werdenden Dichte an Transversaldomänen, bis (im Extremfall) die Hauptdomänen zur Gänze verschwunden sind. Abb. 49 zeigt die zunehmende Ausbildung von Transversaldomänen mit steigendem externen Feld in t.d. (nach [44]).

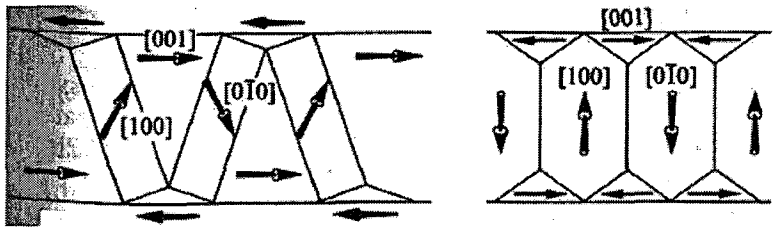


**Abb. 49:** Zunehmende Ausbildung von Transversaldomänen bei Erhöhung eines externen Feld in t.d. (nach [44]).
links: ca. 30% Sättigung und
rechts: ca. 70% Sättigung.

Nun könnte man RM als Superposition eines variierenden externen Feldes in r.d. und t.d. sehen. Obige Erklärungen gelten aber nur in Relation auf den entmagnetisierten Zustand. Bei einem rotierenden Magnetisierungsvektor wird sich ein eingeschwungener Zustand einstellen. Abb. 50 zeigt die

Dynamik der Domänenstruktur von (beschichteten) h.g.o. SiFe unter CM ($a = 1$). Die Domänenstrukturen sind in acht Teilaufnahmen entsprechend der Phase des Magnetisierungsvektors von 0° bis 360° in 45° Intervallen dargestellt ([45]). Abb. 51 zeigt die entsprechenden Verhältnisse für den Fall einer chemisch polierten Oberfläche nach [45]. Entgegen den Erwartungen sind die auf Transversaldomänen hinweisenden Lancets hier nicht zu erkennen, wofür in der Literaturstelle aber keine Erklärung gegeben wird.

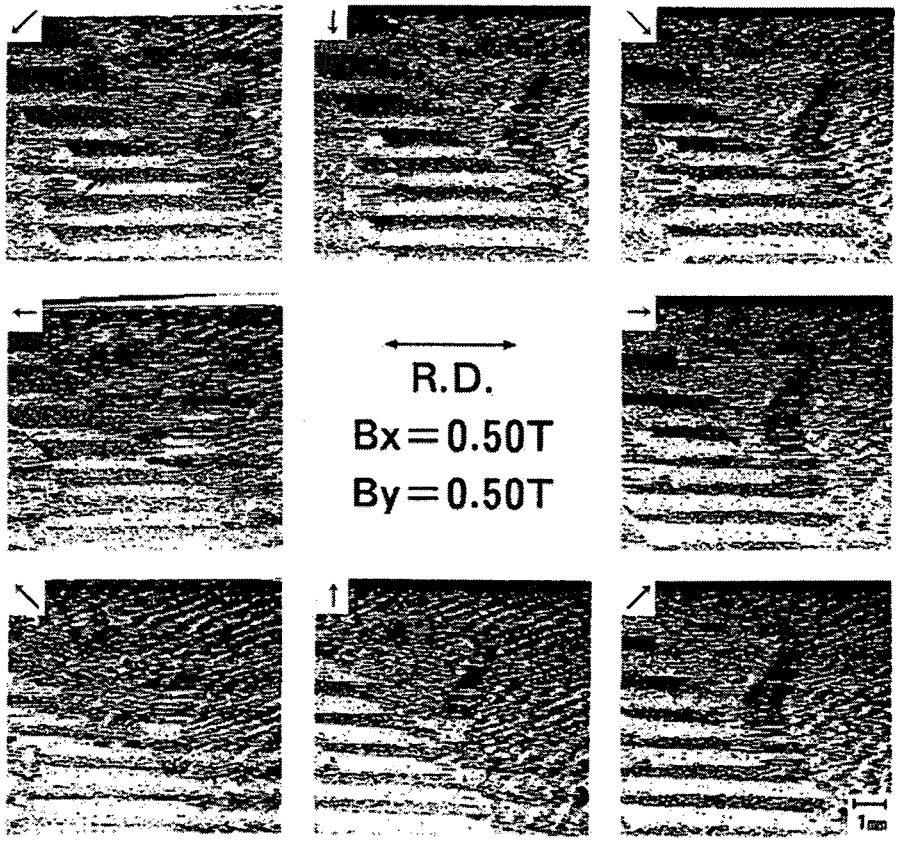


**Abb. 50:** Dynamik der Domänenstruktur von 3 % SiFe unter CM (nach [45]).

Um den Einfluß der Dynamik der Domänen auf MS bei kristallinem SiFe zu veranschaulichen, sei vorerst auf Abb. 52 verwiesen. Abb. 52a zeigt in schematischer Anordnung die Orientierung der Kristallite von h.g.o. SiFe, Abb. 52b von g.o. SiFe und Abb. 52c von n.o. SiFe. $\alpha$ beschreibt hier den **Fehlorientierungswinkel** der [001]-Richtung des Kristallits zur r.d.

Versucht man die Orientierung eines Materials mathematisch zu beschreiben, muß die Verteilung aller $\alpha_i$ ($i$ beschreibt den $i$-ten Kristallit) der Kristalli-

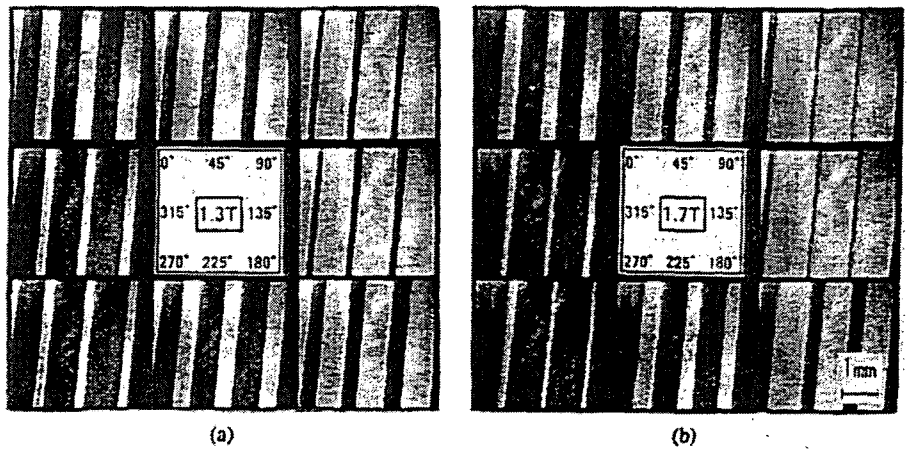


**Abb. 51:** Dynamik der Domänenstruktur von 3 % SiFe (bei chemisch polierter Oberfläche) unter RM (nach [45]).
**(a)**: bei 1.3 T und **(b)**: bei 1.7 T.

te herangezogen werden. Bei n.o. SiFe herrscht praktisch eine Gleichverteilung aller Winkel. Bei orientierten Materialien wird ein mittlerer Fehlorientierungswinkel $\langle\alpha\rangle$ existieren, der dem Maximum einer Gaußverteilung entspricht. Je flacher diese Verteilung ist, desto geringer die Orientierung. Dazu muß aber $\alpha_i$ jedes Kristallits mit seinem Volumen gewichtet werden. Somit ist die Standardabweichung der Gaußverteilung ein Maß für den **Orientierungsgrad**, der umso höher wird je geringer die Standardabweichung ist. Unter Zuhilfenahme der Randbedingungen $r = 0$ ($r$ = Orientierungsgrad) für n.o. Material ([001]-Richtungen der Kristallite gleichverteilt) und $r = 1$ für h.g.o. SiFe ([001]-Richtungen aller Kristallite ident mit der r.d.) kann der Orientierungsgrad $r$ eines Materials beschrieben werden.

Zur Erleichterung der Diskussion soll in Zukunft bei orientierten Materialien die [001]-Richtung der Kristallite im Mittel in der r.d. des Materials liegen, d.h. $\langle\alpha\rangle = 0°$.

Maßgeblich für eine Erhöhung der MS eines Materials sind nun jene Domänen, welche nicht in Richtung des externen Feldes liegen, welches vorerst in r.d. (die mittlere [001]-Richtung der Kristallite) appliziert sei. Zunächst treten bei Erhöhung des Feldes Wandverschiebungen zugunsten von Domänen nahe der r.d. auf. Erst später kommt es zu Drehprozessen. Betrachtet man das untersuchte h.g.o. SiFe, so zeigt sich, daß die MS bei rein alternierender Magnetisierung nicht sonderlich beeinflußt wird, da die Hauptdomänen bereits im demagnetisierten Zustand zum Großteil in r.d. ausgerichtet sind. Es kommt daher nur zu minimalen Drehprozessen. Ist das Material nicht so

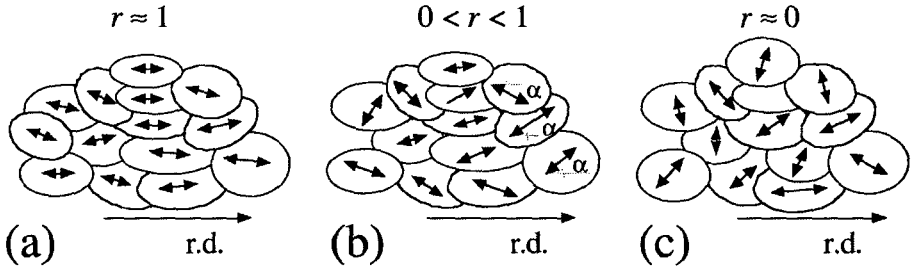


**Abb. 52:** Schema der Kristallite in SiFe mit verschieden starker Orientierung. Die Doppelpfeile in den Kristalliten stellen die jeweilige [001]-Richtung dar.
**(a)** h.g.o. SiFe mit einem Orientierungsgrad $r$ nahe 1,
**(b)** g.o. SiFe mit einem Orientierungsgrad $r$ zwischen 0 und 1 und
**(c)** n.o. SiFe mit einem Orientierungsgrad $r$ von 0.

stark orientiert (wie das untersuchte g.o. SiFe), dann sind die Abweichungen der Hauptdomänen der Kristallite (in [001]-Richtung) im abmagnetisierten Zustand von der r.d. größer. Bei niedrigen externen Feldern, werden die Hauptdomänen durch Wandverschiebungen zugunsten des applizierten Feldes verändert. Wird das Feld bis nahe der Sättigung des Materials erhöht, dann treten Drehprozesse in Richtung des Feldes ein. Es kommt zur verstärkten Ausbildung von Transversaldomänen. Die Drehprozesse werden bei g.o. SiFe aber früher beginnen, als bei h.g.o. SiFe. Grund dafür ist der niedrigere Orientierungsgrad von g.o. SiFe und die Hauptdomänen der Kristallite, die aus ihrer leichten Richtung früher herausgedreht werden, da das "Pool" an Kristallite mit [001]-Richtung in r.d. geringer ist.

Für magnetostriktive Verformungen eines Materials spielen Wandverschiebungen eine untergeordnete Rolle. Hauptverursacher der MS sind somit **Drehprozesse** und die daraus folgende starke Ausbildung von Transversaldomänen. Als Maß zur Abschätzung der MS kann somit der Orientierungsgrad eines Materials herangezogen werden.

Ist die Richtung des externen Feldes eine andere als [001], so werden jene Domänen das Feld im Material "tragen", die um die Richtung des externen Feldes liegen. Da die orientierten Materialien einen äußerst kleinen Pool an Kristalliten besitzen, deren [001]-Richtung der Richtung des externen Feldes (außerhalb der r.d.) entspricht, beginnen Drehprozesse der atomaren Momente und verstärktes Auftreten von Transversaldomänen früher. Gerade diese Drehprozesse beeinflussen die MS, da Momente aus ihrer [001]-Richtung in Feldrichtung herausgedreht werden. Durch die Untersuchungen an h.g.o. und g.o. SiFe konnte gezeigt werden, daß eine Erhöhung des Feldes außerhalb der

r.d. die peak-to-peak MS sehr stark beeinflußt. Da der Pool an Domänen außerhalb der r.d. bei g.o. SiFe größer ist, als bei h.g.o. SiFe, beginnen die Drehprozesse auch später. Dadurch wirkt sich hier ein transversales Feld etwas schwächer aus.

Bei n.o. SiFe sind die Vorzugsrichtungen und somit auch die Richtungen der Domänen nahezu gleichverteilt (siehe Abb. 52). D.h. das "Reservoir" in Richtung eines externes Feldes ist für alle Richtungen des Feldes gleich groß. Abb. 53 zeigt ein Beispiel einer Domänenstruktur von n.o. SiFe (nach [47]) im abmagnetisierten Zustand.

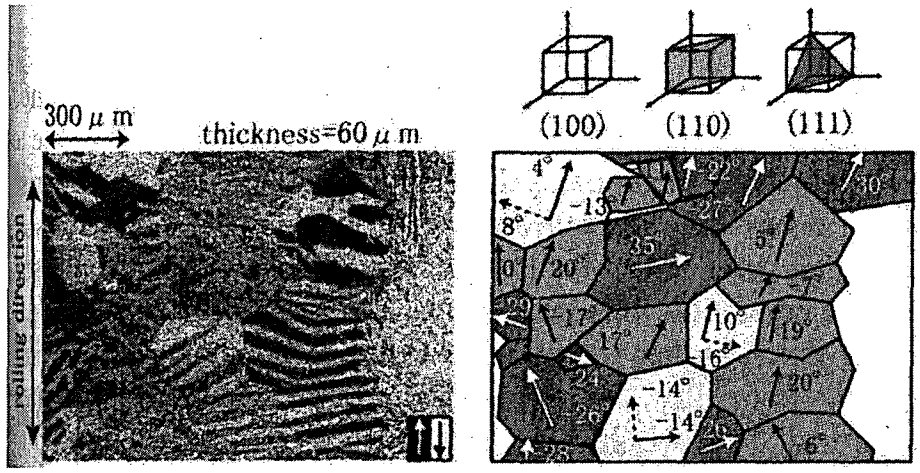


**Abb. 53:** Domänen von n.o. SiFe nach [47]:
links aufgenommen mittels Kerr Methode und
rechts schematische Darstellung der Körner. Die Pfeile indizieren die leichten Richtungen, die Graustufen die Lage des jeweiligen Korns.

Die Gleichverteilung der Richtungen der Domänen ist auch bei den Messungen der MS von n.o. SiFe gut beobachtbar. Während bei orientiertem SiFe eine Erhöhung des Feldes in r.d. fast keinen Einfluß auf die peak-to-peak MS hat, sondern eine Erhöhung außerhalb der r.d., hat beim n.o. SiFe *jede* Erhöhung eines externen Feldes (also auch in r.d.) gleichermaßen Auswirkung.

Im Gegensatz zu den körnigen Materialien ist bei amorphen Bändern keine Fernordnung vorliegend, sondern nur eine Nahordnung. Die Interpretation der magnetostriktiven Eigenschaften kann man aber an jene von n.o. SiFe anlehnen. Auch hier sind die Richtungen der Domänen potentiell ungeordnet und gleichverteilt. Abb. 54 zeigt die Domänensruktur eines nicht geglühten Bandes "as cast" (nach [46]) als Beispiel.

Genauso wie bei kristallinen Materialien bilden sich durch Anlegen eines

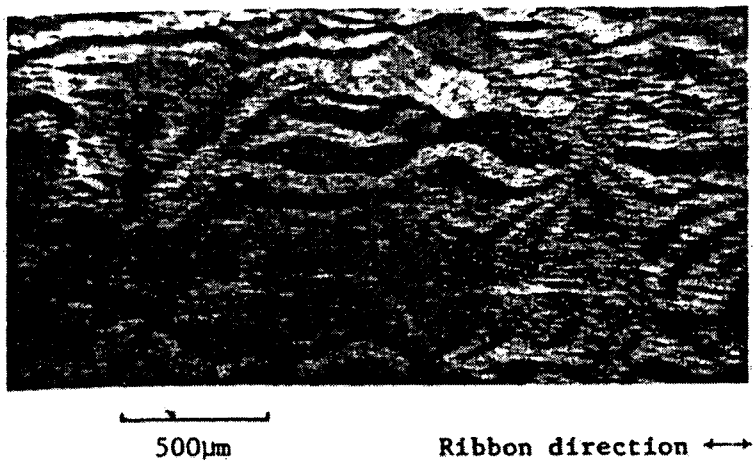


**Abb. 54:** Domänen eines nicht geglühten amorphen Bandes "as cast" (aufgenommen mittels der Kerreffekt-Methode nach Polieren des Materials) nach [46].

externen Feldes Hauptdomänen zugunsten des Feldes aus. Vorerst werden nur Wandverschiebungen auftreten. Ist das Reservoir an Domänen, die um die Richtung des externen Feldes gestreut sind, erschöpft, so kommt es im Anschluß zu Drehprozessen. Transversaldomänen existieren bei amorphen Materialien nicht.

Ähnlich wie bei n.o. SiFe zeigen die Untersuchungen am amorphen Band eine deutliche Erhöhung der peak-to-peak MS in einer vorgegebenen Richtung bei Erhöhung eines in *beliebiger* Richtung (also auch r.d.) applizierten externen Feldes. Dies erklärt sich durch die oben erwähnte Gleichverteilung der Domänen und dem daraus resultiernden frühen Einsetzen von Drehprozessen (unabhängig von der Richtung des externen Feldes).

## 6.2 Messungen mit Belastung

Betrachtet man die Ergebnisse der MS-Messung mit mechanischer Zugbeanspruchung von $\sigma = 5$ MPa in r.d., so zeigen sich deutliche Effekte. Global gesprochen erhöht sich bei h.g.o. SiFe die absolute MS $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ in Relation zum unbelasteten Fall um das $\sim$ 1.5-fache während $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ um den Faktor $\sim$ 3 geringer wird (siehe Kapitel 5.1.1). Die Tendenz der primären Einflußnahme auf die MS bleibt erhalten, obwohl sie i.a. geringer wird. So ist $\langle \Delta_{\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}} \rangle \big|_{\hat{B}_{\text{r.d.}} = \text{ const.}}$ mit $\sim$ 15 nur mehr halb so groß wie bei der unbelasteten Probe. $\langle \Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}} \rangle \big|_{\hat{B}_{\text{r.d.}} = \text{ const.}}$ sinkt um etwa 20%. $\langle \Delta_{\hat{\lambda}} \rangle \big|_{a = \text{ const.}}$ dagegen bleibt unverändert.

Bei Zugbelastung in t.d. fällt auf, daß der Wert $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}}\rangle\big|_{\hat{B}_{\text{r.d.}}=\text{ const.}}$ mit $\sim 22$ zwischen jenem mit Zugbelastung in r.d. und jenem ohne Belastung liegt, bei $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}}\rangle$ aber eine Trendumkehr eingesetzt hat. Denn hier liegt $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}}\rangle\big|_{a=\text{ const.}}$ mit $\sim 7$ höher als $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}}\rangle\big|_{\hat{B}_{\text{r.d.}}=\text{ const.}}$ mit $\sim 3$. Somit gewinnt $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ gegenüber $a$ an Bedeutung bezüglich seines Einflusses bei $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$. Aber auch $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}}\rangle\big|_{a=\text{ const.}}$ hat sich gegenüber den vorigen beiden Fällen um fast das doppelte erhöht. Allgemein bewegt sich aber die absolute peak-to-peak MS ungefähr in den selben Größenordnungen wie bei Belastung in r.d.

G.o. SiFe verhält sich unter Belastung in r.d. bzw. t.d. bezüglich seiner magnetostriktiven Eigenschaften wie erwartet ähnlich wie h.g.o. SiFe. Sowohl $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}}\rangle$ als auch $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}}\rangle$ sind signifikant abgesenkt gegenüber dem unbelasteten Probensample. Einzig die bei h.g.o. SiFe aufgetretene Trendumkehr bei $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}}\rangle$ kann man bei g.o. SiFe nicht beobachten. (Die genauen Werte sind Tab. 9 zu entnehmen.)

Interessant verhält sich n.o. SiFe. Der extrem dominante Wert von $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}}\rangle\big|_{a=\text{ const.}}$ von $\sim 25$ bei Zugbelastung in r.d. ist auf nahezu 1 abgesunken. Aber auch bei Belastung in t.d. ist er mit 2.5 extrem verringert gegenüber dem unbelasteten Fall. $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}}\rangle\big|_{a=\text{ const.}}$ liegt ebenfalls mit 1 bei Beanspruchung in r.d. und mit 2.5 bei Belastung in t.d. beide Male unter jenem des unbelasteten Falles. $\langle\Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}}\rangle\big|_{\hat{B}_{\text{r.d.}}=\text{ const.}}$ ist mit 1.8 (bei Belastung in r.d.) etwas geringer und mit 3.3 (bei Belastung in t.d.) leicht höher als im unbelasteten Zustand. Somit kann allgemein gesagt werden, daß der starke Einfluß von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ bei Belastung zur Gänze an Gewicht verloren hat und die Abhängigkeit der MS in r.d. und t.d. sowohl von $a$ als auch $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ in gleichem Maße gegeben ist.

Das amorphe Material verhält sich ohne Belastung tendenziell ähnlich wie das n.o. SiFe. Die Abhängigkeit von $\hat{\lambda}$ auf Änderung von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ wird unter Beanspruchung in r.d. geringer und unter Beanspruchung in t.d. höher als beim nicht belasteten Fall (für $a$ vice versa). Das gilt sowohl für $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ als auch $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$. (Die genauen Werte sind Tab. 9 zu entnehmen.)

Versucht man die Ergebnisse zu interpretieren, kann man wieder auf das makroskopische Bild der Kristallite zurückgreifen. Kapitel 6.1 hat gezeigt, daß eine **Proportionalität** zwischen Grad der Orientierung und dem Achsenverhältnis $a$ bzw. $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ erkennbar ist, wobei dann der Einfluß von $a$ und $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ auf die MS zueinander **indirekt proportional** zu sein scheint. D.h. bei höherer Orientierung des Materials gewinnt $a$ an Einfluß auf die MS, die Abhängigkeit von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ wird geringer. Je geringer der Grad der Orientierung desto geringer der Einfluß von $a$ und desto höher von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$.

Die makroskopische Vorstellung der Kristallite kann man bedingt auch bei

den Ergebnissen unter Belastung anwenden. Man muß sich nur vergegenwärtigen, daß eine Zugbelastung eine **Erhöhung der Besetzungswahrscheinlichkeit der atomaren magnetischen Momente** zugunsten einer der drei leichten Richtungen ([001], [100] oder [010]) nächst der Belastungsrichtung im Kristallit darstellt, Zugbelastung in t.d. genau das Gegenteil. Für den Fall von h.g.o. SiFe bedeutet somit Zugbeanspruchung in r.d. eine Erhöhung der Besetzungswahrscheinlichkeit in [001]-Richtung bei gleichzeitiger Verringerung in den beiden anderen Richtungen.

Betrachtet man die Ergebnisse in Tab. 9 trifft das aber nur auf das amorphe Material zu. Hier kann man deutlich sehen, daß eine Erhöhung der Besetzungswahrscheinlichkeit zugunsten der r.d. (Zugbeanspruchung in r.d.) eine eine erhöhte Sensitivität bei Variation von $a$ mit sich bringt, eine Änderung des Besetzungswahrscheinlichkeit zugunsten der t.d. (Zugbeanspruchung in t.d.) den umgekehrten Fall.

Bei den körnigen Materialien ist dieser Trend nicht mehr so einfach nachzuvollziehen. Tab. 9 täuscht hier über die Tatsachen hinweg indem $\langle \Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}} \rangle \big|_{\hat{B}_{\text{r.d.}} = \text{ const.}}$ geringer wird. Betrachtet man aber Abb. 20 und 31 in Kapitel 4.2 und 5.1.1 sieht man das $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ bei Zugbelastung in r.d. durchwegs höher ist. Das trifft aber auch auf $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ unter AM zu, weswegen aber $\langle \Delta_{\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}} \rangle$ insgesamt geringer wird. $\langle \Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}} \rangle \big|_{\hat{B}_{\text{r.d.}} = \text{ const.}}$ wird erwartungsgemäß geringer und $\langle \Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}} \rangle \big|_{a = \text{ const.}}$ leicht höher. D.h. die Interpretation über die Besetzungswahrscheinlichkeiz der atomaren Momente funktioniert bei h.g.o. SiFe unter Zugbelastung in r.d. Die Werte von $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ unter Zugbelastung in t.d. unterscheiden sich kaum von jenen des in r.d. belasteten Samples (Tab. 5.1.2). Etwas geringer sind sie insbesondere bei hohem $a$ für $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$.

Leicht anders verhält sich g.o. SiFe. Sowohl unter Zugbelastung in r.d. als auch in t.d. ist $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ und $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ tendenziell geringer als im nicht belasteten Zustand.

N.o. SiFe zeigt eine signifikante Änderung unter Belastung in r.d. So ist $\hat{\lambda}$ ebenfalls in allen Bereichen von applizierten Magnetisierungsmuster geringer, als wäre es nicht mechanisch beansprucht. Allerdings fällt in Tab. 9 sofort auf, daß $\langle \Delta_{\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}} \rangle \big|_{a = \text{ const.}}$ stark zurückgeht. Hier würde die Argumentation über die Besetzungswahrscheinlichkeit wieder treffen. Eine Erhöhung dessen wie man es sich unter Zug in r.d. vorstellen kann, bringt eine geringere Abhängigkeit der MS von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ mit sich. Das inverse Analogon (Zugbelastung in t.d.) kann man hier nicht beobachten, nämlich daß sich der Einfluß von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ auf $\hat{\lambda}$ erhöht.

### Deutung der magnetostriktiven Eigenschaften über Domänenmodelle

Wie im vorigen Kapitel erwähnt, existiert ein direkter Zusammenhang zwischen den magnetostriktiven Eigenschaften eines Materials und dessen Orientierungsgrad $r$. Mechanische Beanspruchung verändert zwar nicht den Orientierungsgrad der Kristallite, jedoch wird die Besetzungswahrscheinlichkeit der atomaren magnetischen Momente in die Richtung der Belastung erhöht. Wird ein Material z.B. in r.d. durch Zugbelastung beansprucht, erhöht sich die Besetzungswahrscheinlichkeit in die [001]-Richtung bei gleichzeitiger Verringerung in [010] und [100]-Richtung, was zu einer Verringerung von Transversaldomänen führt. Entsprechend dieser Veränderung, ändert sich die peak-to-peak MS der jeweiligen Probe. Abb. 55 zeigt am Beispiel von h.g.o. SiFe die Veränderung der Domänenstruktur bei Zugbelastung von 10 MPa in r.d. nach [48] (Quelle: T. Nozawa, NSC).

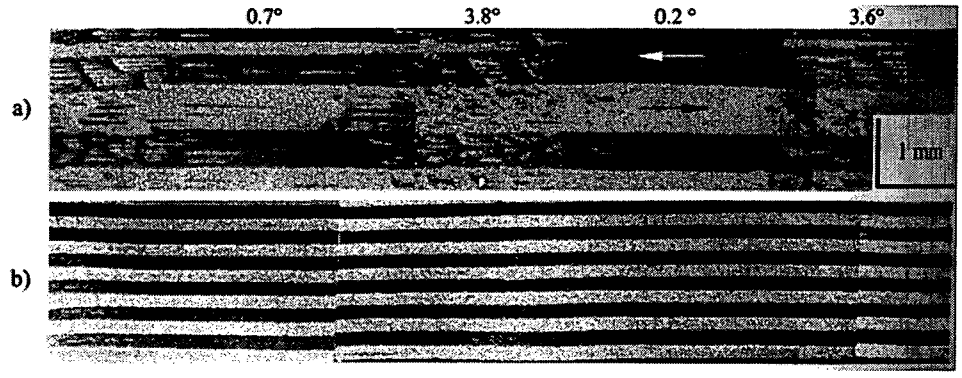


**Abb. 55:** Domänenstruktur von h.g.o. SiFe **(a)** im unbelasteten Fall und **(b)** unter Zugbelastung von 10 MPa in r.d. nach [48] (Quelle: T. Nozawa, NSC).

Deutlich sind in Abb. 55a (unbelasteter Zustand) die Lancets zu erkennen. Im Fall der Zugbelastung in r.d. (Abb. 55b) kommt es zu zwei wesentlichen Änderungen in der Domänenstruktur: Zum einem verschwinden die (auf Tranversaldomänen hinweisenden) Lancets und zum anderen kommt es zu einer Verschmälerung der Domänen. Das Unterdrücken der Supplementärdomänen (Transversaldomänen und Lancets) reduziert, wie im letzten Kapitel erwähnt wurde, magnetostriktive Verformungen.

Die Untersuchungen der MS an h.g.o. SiFe, das unter Zugbelastung in r.d. steht, zeigen bei $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ keine eindeutigen Tendenzen. $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ hingegen ist in belasteten Fall um bis zu einem Faktor 3 geringer als im unbelasteten.

Eine analoge Situation findet sich bei g.o. SiFe. Ebenso wie bei h.g.o. Si-

Fe führt Zugbelastung in r.d. zu einer Verschmälerung der Hauptdomänen und Verringerung der Supplementärdomänen. Hier zeigen die Messungen eine deutliche Verminderung der magnetostriktiven Verzerrung, die wie bereits erwähnt, ihre Ursache in der Verringerung von Transversaldomänen und Lancets hat.

Dementsprechend gegenteilige magnetostriktive Eigenschaften werden bei Zugbelastung in t.d. erwartet. Die Hauptdomänen verbreitern sich bei entsprechender Erhöhung der Anzahl an Transversaldomänen und Lancets, was insgesamt zu einer Erhöhung der MS führt. Aber auch hier liefern die Messungen an den orientierten SiFe-Legierungen keine signifikanten Ergebnisse. Während $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ bei h.g.o. SiFe gemäß den Erwartungen erhöht wird, verringert sich $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ im Vergleich zum unbelasteten Fall. G.o. SiFe hat unter Zugbelastung in t.d. in alle Richtungen eine geringere MS als ohne Belastung, was dem genauen Gegenteil obiger Argumentation entspricht.

Bei den untersuchten orientierten SiFe-Legierungen muß angemerkt werden, daß beide Proben zur Minimierung der Verluste mit zugspannungsinduzierender Oberflächenbeschichtung (wie bei Elektroblechen üblich) versehen sind. Solche Beschichtungen induzieren eine Zugspannung in der Größenordnung von 10-20 MPa. Die bei den Messungen extern applizierte Zugspannung betrug hingegen 5 MPa.

Den schwierigsten Mechanismus einer Domänendynamik unter RM, sowohl im unbelasteten Fall als auch unter Belastung stellt n.o. SiFe dar. Belastungsfrei herrscht völlige Gleichverteilung der Ausrichtungen der Kristallite (und somit auch der Domänen). Durch Zugbelastung in eine Richtung (r.d. oder t.d.) stellt sich eine Vorzugsrichtung ein. Gemäs der Besetzungswahrscheinlichkeit in den drei leichten Richtungen ([001], [100] und [010]), kommt es zur Ausbildung von Haupt- und Transversaldomänen. Die Dynamik der Domänen unter RM sollte dann jener von h.g.o. und g.o. SiFe äquivalent sein, d.h. Ausbildung von Hauptdomänen, Transversaldomänen, Lancets etc. Die magnetostriktiven Verzerrungen sind dann ebenfalls gemäß obiger Argumentation zumindest qualitativ gleich jenen der orientierten Materialien.

Wird n.o. SiFe zirkular magnetisiert ($a = 1$) sollten die Werte der peak-to-peak MS unter den beiden verschiedenen Belastunszuständen zumindest qualitativ vergleichbar sein.

Die Messungen ergaben eine starke Verminderung von $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ unter jedem Belastungszustand. Unter Zugbeanspruchung in r.d. erhöht sich die Besetzungswahrscheinlichkeit zugunsten der r.d., was sich durch geringere Werte einer peak-to-peak MS auswirkt. Das Material verhält sich somit wie g.o. SiFe. Bei Zugbeanspruchung in t.d. entsteht eine Vorzugsrichtung in t.d., wodurch

die Eigenschaften des Materials die gleichen sein sollten, jedoch unter 90° gedreht. D.h. $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ wird höher, was durch die Messungen verifiziert werden kann, $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ wird niedriger, was durch Messungen nicht gezeigt werden konnte.

Das amorphe Band läßt sich naturgemäß nicht mittels Kristallite und deren magnetischen Vorzugsrichtungen beschreiben. Auch Transversaldomänen sind nicht existent. Bei den Hauptdomänen stellt sich entsprechend der Besetzungswahrscheinlichkeit der magnetischen Momente eine Vorzugsrichtung in Richtung der externen Belastung ein. Bedingt herrscht dann Orientierung ähnlich den orientierten kristallinen Materialien. Auch hier bedeutet eine Vorzugsrichtung in r.d. eine indirekte Proportionalität zur peak-to-peak MS, d.h. eine Verringerung von $\hat{\lambda}$. Die Messungen zeigen auch eine um einen Faktor 3 niedrigerer peak-to-peak MS. Eine Erhöhung der Besetzungswahrscheinlichkeit zugunsten der t.d. hat auf die MS gegenteiligen Effekt. Da es sich um ein homogenes Material handelt sollte gelten:

$$\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}\big|_{\sigma \text{ in r.d.}} = \hat{\lambda}_{\text{t.d.}}\big|_{\sigma \text{ in t.d.}} \tag{47}$$

und

$$\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}\big|_{\sigma \text{ in r.d.}} = \hat{\lambda}_{\text{r.d.}}\big|_{\sigma \text{ in t.d.}} \tag{48}$$

mit $\sigma$ in r.d. als Zugbelastung in r.d. und $\sigma$ in t.d. als Zugbelastung in t.d. Dementsprechend sollten die magnostriktiven Eigenschaften unter Zugbelastung in eine Richtung jenen unter Zugbelastung in die andere Richtung unter einer Drehung von 90° gleichen.

Zwar sind die gemessenen Werte unter Belastung in t.d. auch höher als jene unter Zugbelastung in r.d., trotzdem jedoch leicht geringer als die der unbelasteten Probe.

## 6.3 Zusätzliche allgemeine Bemerkungen

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, daß man eine Zusammenhang zwischen dem Grad der Orientierung eines Materials und der Abhängigkeit der MS von den Magnetisierungsmusterparametern $a$ und $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ finden kann. Im unbelasteten Zustand der Proben funktioniert diese Argumentation sehr gut. Bei Belastung der Samples ändert sich die Besetzungswahrscheinlichkeit der leichten Richtungen der Kristallite. Somit kommt es zu einer entsprechenden Änderung der Anzahl der Transversaldomänen. Bei Messungen unter appliziertem Zug oder Druck waren die Ergebnisse von $\hat{\lambda}$ allerdings nicht mehr so eindeutig.

Für Überlegungen warum dem so ist stehen mehrere Zugänge zur Verfügung.

Zum ersten handelt es sich bei den körnigen Materialien um solche, wo ein Kristallit in der Größenordnung bis zu weniger Zentimeter ist (speziell bei h.g.o. SiFe). Nun erfaßt die Messung aber nur einen Bereich von etwa 5×5 cm. In diesem kleinen Bereich funktioniert daher auch die Statistik sehr schlecht, zumal bei den verwendeten Dehnmeßstreifen nur wenige Körner in die Messung eingehen. Aufgrund intrinsischer Eigenschaften ist die Ausrichtung dieser wenigen Körner mitunter dann nicht so gegeben, daß man daraus auf die ganze Probenfläche schließen könnte.

Inwiefern sich die Besetzungswahrscheinlichkeit der atomaren Momente auch tatsächlich durch eine Zugbelastung von $\sigma = 5$ MPa ändert kann man sich zum Zweiten als Frage stellen. Mitunter sind die 5 MPa zuwenig um eine signifikante Änderung zu erreichen.

Einen weiteren großen Unsicherheitsfaktor stellt die Beschichtung der Materialien dar. Mit Ausnahme des amorphen Materials besitzen alle anderen eine beschichtete Oberfläche, dessen Zweck es ist, das Material zu dehnen. Das hat den Hintergedanken, um z.B. Ummagnetisierungsverluste zu verringern. Das untersuchte h.g.o. SiFe (ZDKH23) hat sogar zusätzlich eine Oberflächenbehandlung mittels Laser um diesen Effekt in r.d. noch weiter zu verstärken. Dadurch befindet sich das Material aber von Anfang an nicht in einem unbelasteten Zustand. Oberflächenbeschichtungen erreichen Spannungen in der Größenordnung von 10 MPa ([48]). Eine applizierte Zugbelastung von 5 MPa bedeutet somit nicht eine effektive bzw. de facto Zugbelastung. Detto verhält es sich bei Zugbelastung in t.d. Auch in diesen Fällen ist eine Änderung der Besetzungswahrscheinlichkeit der atomaren Momente nur sehr schwer abzuschätzen.

Da die Meßergebnisse statistischen Ursprungs sind, kann ausgeschlossen werden, daß bestimmte Werte Ausreißer darstellen. Es wurden pro applizierten Magnetisierungsmuster mehrere Messungen durchgeführt und dann der Mittelwert gebildet. Die Punkte der Meßkurven in den Kapiteln 4 und 5 sind nicht die einzelnen Meßpunkte, sondern die über mehrere Messungen gemittelten Werte.

Somit wurden die zufälligen Fehler so weit wie möglich minimiert. Anders verhält es sich bei systematischen Meßfehlern.

So wurde die Messung eines Materials immer an genau einem Probensample durchgeführt. Zuerst am unbelasteten Sample, dann unter Zugbelastung in r.d. und danach unter Zugbelastung in t.d. D.h. es liegt ein gewisser Schwachpunkt vor, da nicht sichergestellt werden kann ob eine Messung unter Belastung in t.d. mit vormaliger Belastung in r.d. das gleiche Ergebnis bringt, wie Messung unter Belastung in t.d. ohne vorherige Beanspruchung in r.d.

So können z.B. **irreversibele Domänenverschiebungen** aufgrund der unterschiedlichen Belastung auftreten und die Messungen stark beeinflußen. Ein Vergleich bei zwei verschiedenen Samples ist hier wenig zielführend da wiederum nicht geklärt werden kann, ob die Meßergebnisse der beiden Samples unter denselben Voraussetzungen zustandegekommen sind (z.B. die Erfassung nur weniger Körner aufgrund der Korngrößen, siehe oben). Hier liegt also ein systematischer Fehler vor, der wahrscheinlich nicht zu unterschätzen ist.

Das Beispiel des amorphen Materials zeigt ganz deutlich, daß eine Interpretation über den Grad der Orientierung zumindest makroskopisch eine gute Näherung ist. Zumal hat man hier einige systematische Fehler ausgeschaltet. Jenen der Korngrößen und jenen der Beschichtung des Materials, der den Spannungszustand eines Materials von vornherein ändert. Irreversible Domänenverschiebungen sind aber auch hier nicht auszuschließen.

Ein weiteres interessantes Faktum wäre den Einfluß der **Winkelgeschwindigkeit** $\omega$ bzw. Änderung dieser während eines Magnetiesierungszyklusses auf die MS zu untersuchen. Bei den Messungen dieser Arbeit wurde immer auf konstantes $\omega$ geachtet. Bei anderen Meßverfahren wird das nicht immer getan. Speziell bei h.g.o. Materialien tritt unter Umständen wegen der harten Richtungen eine Änderung der Winkelgeschwindigkeit in diesen Richtungen auf. Da allerdings in keiner Beschreibung der MS $\omega$ vorkommt, spricht eigentlich nichts für eine Relevanz der Winkelgeschwindigkeit bezüglich der MS. Ein experimenteller Nachweis ist aber noch nicht vorhanden.

# 7 Praktische Relevanz rotierender Magnetisierung

In den vorigen Kapiteln wurde bereits des öfteren erwähnt, daß es in Transformatorkernen Regionen gibt, in denen es die Tendenz zu RM gibt. Diese Bereiche sind i.a. dort, wo der Kern Kanten, Ecken etc. hat. Nun kann man sich die Frage stellen, inwiefern diese lokalen Phänomene eine praktische Relevanz für die globale magnetostriktive Beanspruchung des Transformatorkernes darstellen.

## 7.1 Erfassung der lokalen Magnetisierungsmuster an einem Modelltransformator

Für die Untersuchungen stand ein 3-phasen $1 \times 1$ m Modelltransformator mit 56 Schichtungen zur Verfügung, aufgebaut mittels g.o. SiFe (30M5). Die schematische Darstellung des Transformatorkerns ist in Abb. 56 gegeben. Die totale Magnetisierung betrug 1.7 T und 50 Hz. An 116 verschiedenen Stellen in einem "cooling duct" im Inneren des Kerns wurden lokale Messungen von $\boldsymbol{B}$ und $\boldsymbol{H}$ mittels einem selbstgebauten Sensor durchgeführt [42, 43]. In Abb. 56 sind außerdem die gemessenen Magnetisierungsmuster eingetragen (nach [35]).

Bereits in Kapitel 4.2 konnte argumentiert werden, daß sich die Form des Magnetisierungsmusters nicht auf die MS auswirkt. Alleine das Achsenverhältnis $a$ hat Einfluß darauf. D.h. es ist ausreichend, wenn nur $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ und $\hat{B}_{\text{t.d.}}$ bei den lokal erfaßten Magnetisierungsmuster angegeben wird.

## 7.2 Simulation der Magnetisierungsmuster am RSST

Es ist nun möglich die gemessenen Magnetisierungsmuster am RSST zu simulieren und die daraus resultierende MS zu messen. Da aber eine exakte Nachbildung des Magnetisierungsmusters nicht notwendig ist, ist es einfacher das Achsenverhältnis $a$ zu bestimmen und daraus auf die MS zu folgern. Die Daten für entstehende MS bei ellyptischen Magnetisierungsmuster und bestimmten $a$ für g.o. SiFe sind ja bereits vorhanden (Kapitel 4.3.1, 4.3.2 und 5.2). Den 116 Meßpunkten können somit die entsprechenden MS-Werte zugeordnet werden.

Sollte es sich um ein Material handeln, wo noch keine MS Daten unter RM existieren, reicht es die gemessenen Magnetisierungsmuster als Ellypse mit

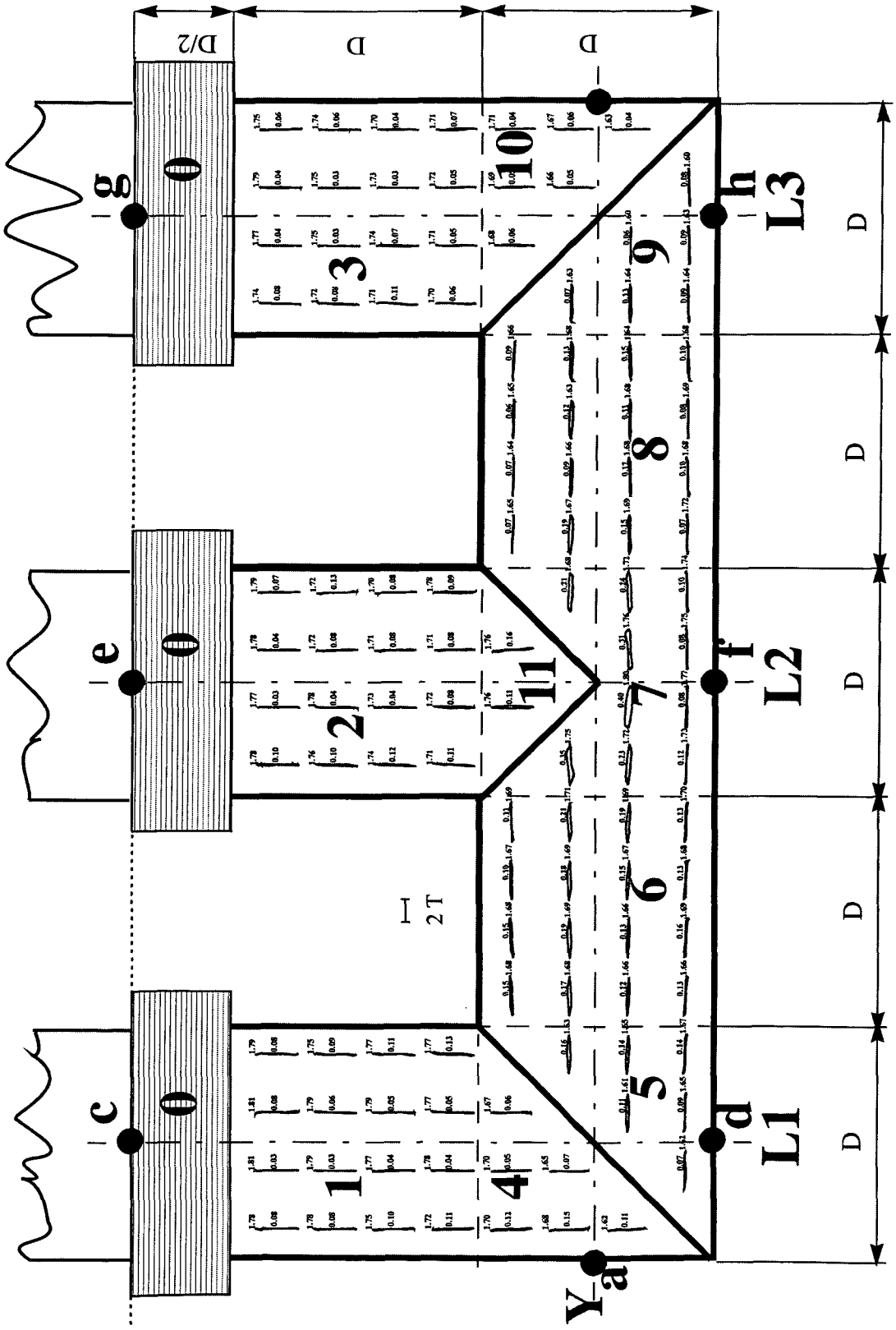


**Abb. 56:** Schema des Modelltransformators. Es wurden lokale Messungen des Magnetisierungsmusters an 116 verschiedenen Stellen durchgeführt (nach [35]). D = 200 mm

gleichem $a$ am RSST nachzubilden.

Abb. 57 zeigt für $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.7$ T die Ergebnisse der Simulation am RSST für den ganzen Bereich von $a = 0$ bis $a = 1$. Wie in Kapitel 7.1 gezeigt wurde, handelt es sich bei einem Transformator aber meistens um Magnetisierungsmuster mit kleinem $a$. Da aber gerade in diesem Bereich die Meßunsicherheit am höchsten ist, wurden die Meßpunkte durch die gezeigten Kurven für $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ und $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ regressiert. Speziell im Bereich $a = 0$ bis $a = 0.1$ ist ein Abschätzen der MS nur sehr schwer möglich.

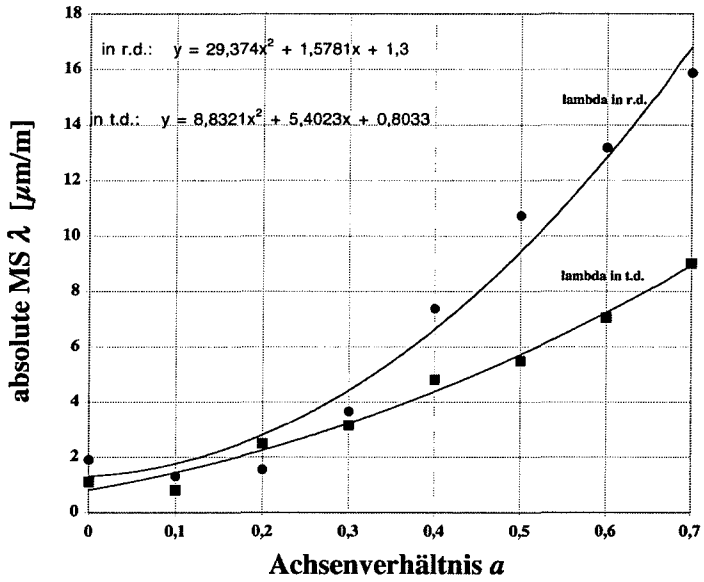


**Abb. 57:** Ergebnisse der Simulation am RSST für den ganzen Bereich von $a = 0$ bis $a = 1$ für $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.7$ T.

## 7.3 Lokale Abschätzung der magnetostriktiven Verformung

Um eine Überhöhung der MS gegenüber den nominellen Angaben abschätzen zu können, wird der Transformatorkern in 11 Teilregionen unterteilt, wobei in jeder Region der Durchschnittswert der MS ermittelt wird. Des weiteren kann sowohl für die drei Schenkel L1, L2 und L3 als auch für das Joch Y die Überhöhung der MS grob abgeschätzt werden. Die Unterteilung der Regionen ist in Abb. 56 ersichtlich.

Wie in Abb. 56 zu sehen ist, zeigen die 116 Meßpunkte die aufgenommenen

Magnetisierungsmuster. In den Schenkelregionen 1 bis 3 handelt es sich dabei vorwiegend um AM. Die Joch Regionen 5-9 sind durch rhomboedrische RM charakterisiert, während in den Regionen 4, 10 und 11 ebenfalls AM vorherrschend ist.

Tab. 10 zeigt die Ergebnisse der Messungen der einzelnen Kernregionen. In den Spulenregionen, wo es nicht möglich war den Sensor zu positionieren, wurde reine AM in r.d. angenommen. In den anderen Regionen variiert $a$ von 0.03 bis 0.12, was bedeutet, daß nur sehr geringe Abweichungen von $\boldsymbol{B}$ außerhalb der r.d. detektiert wurden.

| Region | $\langle a \rangle$ | $\langle \hat{\lambda}_{\text{r.d.}} \rangle$ [$\mu$m/m] | $\langle \hat{\lambda}_{\text{t.d.}} \rangle$ [$\mu$m/m] | $\langle \hat{\Lambda}_{\text{r.d.}} \rangle$ | $\langle \hat{\Lambda}_{\text{t.d.}} \rangle$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 0 | 0 | 1.30 | 0.80 | 1.00 | 0.62 |
| 1 | 0.04 | 1.41 | 1.03 | 1.09 | 0.79 |
| 2 | 0.05 | 1.45 | 1.10 | 1.12 | 0.84 |
| 3 | 0.03 | 1.37 | 0.97 | 1.06 | 0.75 |
| 4 | 0.06 | 1.50 | 1.16 | 1.15 | 0.89 |
| 5 | 0.07 | 1.55 | 1.23 | 1.20 | 0.94 |
| 6 | 0.09 | 1.68 | 1.36 | 1.29 | 1.05 |
| 7 | 0.12 | 1.91 | 1.58 | 1.47 | 1.21 |
| 8 | 0.06 | 1.50 | 1.16 | 1.15 | 0.89 |
| 9 | 0.05 | 1.45 | 1.10 | 1.12 | 0.84 |
| 10 | 0.03 | 1.37 | 0.97 | 1.06 | 0.75 |
| 11 | 0.08 | 1.61 | 1.29 | 1.24 | 0.99 |

**Tab. 10:** Numerische Ergebnisse der Kernregionen 0-11.
Das mittlere Achsenverhältnis $\langle a \rangle$ ist der Durchschnittswert aus den in einer Region detektierten Magnetisierungsmuster.
$\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ bzw. $\hat{\lambda}_{\text{t.d.}}$ wurde durch Simulation am RSST ermittelt ($\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.7$ T).
$\hat{\Lambda}_{\text{r.d.}}$ bzw. $\hat{\Lambda}_{\text{t.d.}}$ sind die auf nominelle Magnetisierung relativierten Werte (von NSC publiziert).

Betrachtet man nun die einzelnen Regionen in Tab. 10 und dessen errechnetes $\langle a \rangle$, so sieht man, daß der Bereich des T-joints des Transformators erwartungsgemäß das höchste $\langle a \rangle$ und somit höchstes $\hat{\Lambda}_{\text{r.d.}} = 1.47$ und $\hat{\Lambda}_{\text{t.d.}} = 1.21$ aufweist.

Die Ergebnisse, die in Tab. 10 dargestellt sind, sind von Messungen die ohne Belastung durchgeführt wurden. Das ist in diesem Fall sogar legitim, da der Modell Transformatorkern keiner mechanischer Beanspruchung unterworfen ist. Im Fall von industriellen in Betrieb stehenden Transformatoren, müßte noch zusätzlich dessen mechanische Beanspruchung untersucht werden, um Messungen unter den selben Belastungsbedingungen am RSST zu simulieren (ev. auch Druckbelastung normal auf das Probensample in $z$-Richtung).

## 7.4 Globale Abschätzung der magnetostriktiven Verformung

Ein weiteres Bestreben war es die globalen Erhöhungen der MS für die Schenkeln L1, L2 und L3 und das Joch Y abzuschätzen. Um ein globales mittleres $\hat{\Lambda}$ für L1, L2, L3 bzw. Y grob einzuschätzen, wurde folgende Formelstruktur verwendet:

$$\langle\hat{\Lambda}\rangle = \frac{\sum_i l_i \hat{\Lambda}_i}{\sum_i l_i} \tag{49}$$

wobei $l_i$ die Länge einer Region $i$ darstellt. So ergibt Gleichung (49) z.B für die Achse Y (von Punkt $a$ zum Punkt $b$ in Abb. 56) parallel zum Joch des Transformators

$$\begin{aligned}\langle\hat{\Lambda}_{\mathrm{Y}}\rangle &= \frac{(D/2)(\langle\hat{\Lambda}_{\mathrm{t.d.},4}\rangle + \langle\hat{\Lambda}_{\mathrm{r.d.},5}\rangle + \langle\hat{\Lambda}_{\mathrm{r.d.},9}\rangle\langle\hat{\Lambda}_{\mathrm{t.d.},10}\rangle)}{5D} + \\ &+ \frac{D(\langle\hat{\Lambda}_{\mathrm{r.d.},6}\rangle + \langle\hat{\Lambda}_{\mathrm{r.d.},7}\rangle + \langle\hat{\Lambda}_{\mathrm{r.d.},8}\rangle)}{5D} = 1.179 \end{aligned} \tag{50}$$

was eine Überhöhung der magnetostriktiven Belastung von 17.9% gegenüber nominellen Betrieb darstellt.

Für L1 (von Punkt $c$ zu Punkt $d$ in Abb. 56) ergibt Gleichung (49) den Wert 1.053, für L2 (Punkt $e$ zu Punkt $f$) den Wert 1.138 und für L3 (Punkt $g$ zu Punkt $h$) 1.003, was einer Erhöhung gegenüber den nominellen Angaben von NSC von 5.3%, 13.8% und 0.3% entspricht.

Prinzipiell sehen die Ergebnisse für eine globale magnetostriktive Verformung entlang der Achsen L1, L2, L3 und Y relativ gut aus, was bedeutet, daß Gleichung (49) ein effektives Instrument zur Abschätzung der MS darstellt. Erwartungsgemäß das höchste $\langle\hat{\Lambda}\rangle$ hat man entlang des Jochs Y. Die Achse L2, die auch die T-joint Region beinhaltet weist mit 13.8% den zweithöchsten Wert auf. Trotzdem muß darauf hingewiesen werden, daß aufgrund der hohen Meßungenauigkeit bei kleinem $a$ und der weiteren Regression der Meßpunkte es unter Umständen zu hohen Fehlern in der Berechnung globaler magnetostriktiver Verformung kommen kann.

Es kann somit resümiert werden, daß durch das Auftreten von RM in bestimmten Bereichen eines Transformatorkerns signifikante Erhöhungen der MS auftreten, was im allgemeinen starke Beiträge zur Geräuschentwicklung durch die magnetostriktive Verformung – speziell das Joch – liefert.

## 7.5 Weiterer Ausblick

Die beschriebene Systematik zur Abschätzung magnetostriktiver Verformung bzw. Erhöhung dieser gegenüber nomineller Werte stellt ein effektives Instrument dar. Einziger Wermutstropfen daran ist, daß aufgrund der geringen auftretenden Anteile von $\hat{B}_{\mathrm{r.d.}}$ (was bei einem Transformatorkern ja sehr wünschenswert ist) eine geringe Meßgenauigkeit – aufgrund des RSST Prinzips – gegeben ist. Bei Transformatoren, die mit heute üblichen h.g.o. SiFe aufgebaut werden, ist die Problematik die selbe wenn nicht noch höher, da die nominellen MS-Werte um einen Faktor 10 geringer sind als bei g.o. SiFe (siehe dazu Kapitel 4.2 und 4.3.2).

Somit sind bei solch einer Abschätzung eines Transformatorkerns eher nur tendenzielle Aussagen möglich. Bei einer quantitativen Bewertung sollte starkes daher Augenmerk auf den systematischen Fehler des RSST bei geringem $a$ gelegt werden.

Ein weiterer Punkt sollte aber im Bereich der Metallphysik noch in Betracht gezogen werden. Moderne h.g.o Materialien sind im Einsatz äußerst effektiv. Allerdings läßt sich in bestimmten Regionen des Transformators das Auftreten von RM nicht verhindern. Jetzt könnte man natürlich die Frage stellen, wie sich das Material unter RM verhält. Mitunter hat ein Material aufgrund seiner höheren Orientierung unter reiner AM die besseren Werte, bei RM dann aber schlechtere. Somit kann ein Transformator zwar aus höherwertigen Material aufgebaut sein, global aber auch stärkerer magnetostriktiver Verformung ausgesetzt sein (Diese Frage kann man sich übrigens auch bezüglich der totalen Verluste stellen).

Bessere Abschätzungen sollten bei rotierenden Maschinen gemacht werden können. Durch starke RM im Backyoke Bereich und daher höherem $a$ kann hier der RSST bessere Ergebnisse liefern. Beispiele von gemessenen Magnetisierungsmuster eines Motors und eines Generators sind in Abb. 58 gegeben ([18]).

Genauso wie vorhin der Modell Transformator rein geometrisch in verschiedene Regionen unterteilt wurde, um globale Erhöhungen magnetostriktiver Verformungen abzuschätzen, ist das auch bei rotierenden Maschinen im Allgemeinen möglich. Daraufhin können dann lokale bzw. globale Überhöhungen der MS erfaßt werden.

Ähnlich wie der *building factor*, der erhöhte Verluste in Relation zu den nominellen ausweist, kann man einen "building factor" für magnetostriktive Verformung einführen, der die globale und lokale Erhöhung der MS der jeweiligen Maschine oder Teile der Maschine angibt.

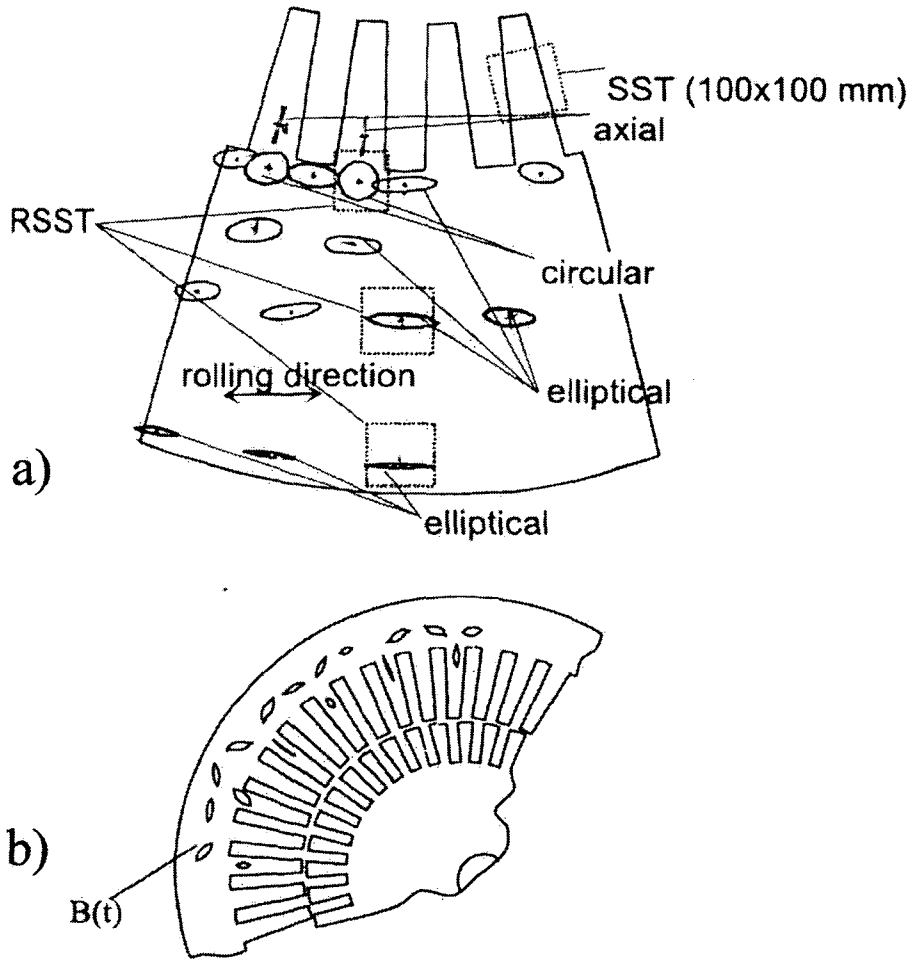


**Abb. 58:** Typische Beispiele rotierender Magnetisierungsmuster von Kerntypen, die in der Industrie relevant sind:
(a) zirkulare, ellyptische und axiale RM in einem Teil eines Jochs eine Generators und
(b) ellyptische RM im Joch einer rotierenden Maschine (nach [18]).

# 8 Schlußfolgerungen

Ziel dieser Arbeit war es die magnetostriktiven Eigenschaften verschiedener weichmagnetischer Materialien unter verschiedenen Magnetisierungsmuster wie alternierende -, rotierende - und zirkulare Magnetisierung zu untersuchen. Der Vorteil der am Rotational Single Sheet Tester generierten Muster war die große Reproduzibilität des jeweiligen Musters, dessen Abweichung von der Idealform weniger als 1% betragen hat.

Als interessierende Größe wurde der peak-to-peak Wert der Magnetostriktion $\hat{\lambda}$ in drei verschiedenen Richtungen der Probenebene gemessen, da dieser für das in der Praxis bekannte Trafobrummen verantwortlich ist. Wie sich herausgestellt hat, sind für $\hat{\lambda}$ nur zwei Parameter des Magnetisierungsmusters relevant, nämlich das Achsenverhältnis $a$ des Magnetisierungsmusters und die in rolling direction auftretende Maximalinduktion $\hat{B}_{\mathrm{r.d.}}$. Alleine von diesen beiden Größen ist $\hat{\lambda}$ im wesentlichen abhängig. Somit ist es nicht notwendig in der Praxis auftretende rhombische Magnetisierungsmuster am Rotational Single Sheet Tester zu generieren, sondern ein ähnliches z.B. ellyptisches mit gleichem Achsenverhältnis. Eine exakte Definition über Winkelgeschwindigkeit und Magnetisierungsmuster erscheint hier somit als wenig sinnvoll.

Es wurden vier verschiedene Materialtypen untersucht die sich in ihrer inneren Struktur prinzipiell unterscheiden:

- hoch kornorientiertes (h.g.o.) SiFe - ZDKH23 von NSC (Dicke 230$\mu$m),
- kornorientiertes (g.o.) SiFe - 30M5 von NSC (Dicke 300$\mu$m),
- nicht orientiertes (n.o.) SiFe - V330-35AP von EBG Bochum (Dicke 350$\mu$m) und
- das amorphe Band METGLAS© Magnetic Alloy 2605SA1 von Honeywell (Dicke 30$\mu$m).

Alle Werte wurden auf nominelle (alternierende -) Magnetisierung relativiert, beim h.g.o. SiFe und g.o. SiFe auf die von der Herstellerfirma (NSC) publizierten Daten. Zwischen den von NSC veröffentlichten Daten und jenen am Rotational Single Sheet Tester unter alternierender Magnetisierung gemessenen Werte herrschten teilweise erhebliche Unterschiede, die dadurch erklärt werden konnten, daß durch die Geometrie des Rotational Single Sheet Tester Anteile der Induktion in transverse direction $\hat{B}_{\mathrm{t.d.}}$ nicht zu vermeiden waren und diese aber massiven Einfluß auf die Magnetostriktion in rolling direction haben. Daher sind die am Rotational Single Sheet Tester gemessenen Werte für $a < 0.3$ eher mit Vorbehalt zu bewerten.

So zeigte h.g.o. SiFe unter zirkularer Magnetisierung eine um bis zu 200-fach höhere peak-to-peak Magnetostriktion als vom Hersteller NSC unter alter-

nierender Magnetisierung publiziert. Bei g.o. SiFe war bei zirkularer Magnetisierung eine immerhin noch bis zu 25-fache Erhöhung von $\hat{\lambda}$ gegenüber dem nominellen Fall aufgetreten. Mechanische Beanspruchung hat wegen der Veränderung des Orientierungsgrades des Materials zusätzlichen – wenn auch erheblich geringeren – Einfluß auf die Magnetostriktion.

Bei den orientierten Materialien (h.g.o. und g.o. SiFe) hat eine Erhöhung von $a$ primären Einfluß auf $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$, während eine Erhöhung von $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ nur eine untergeordnete Rolle spielte. Bei den Materialien ohne Orientierung (n.o. SiFe und amorph) ist die Abhängigkeit von $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ genau umgekehrt. So erreicht n.o. SiFe bei $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.7$ T einen mehr als 25-fach höheren Wert von $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ als bei $\hat{B}_{\text{r.d.}} = 1.0$ T. Im Gegensatz dazu steigt $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ auf den maximal 3-fachen Wert bei zirkularer Magnetisierung gegenüber alternierender.

Eine Interpretation der magnetostriktiven Eigenschaften der verschiedenen Materialtypen erfolgt über Domänenmodelle. Hier kann mit Hilfe der Dynamik von Haupt- und Transversaldomänen die Veränderung der peak-to-peak Magnetostriktion qualitativ gut erklärt werden. Durch das Domänenmodell liegt es nahe, den Einfluß von $a$ und $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ mit dem Grad der Orientierung eines Materials in Zusammenhang zu bringen. Diese Betrachtung läßt sich durch die Ergebnisse der Probensamples ohne Belastung auch sehr gut verifizieren.

Bei mechanischer Beanspruchung des Materials ändert sich die Besetzungswahrscheinlichkeit entsprechend der Richtung Belastung. D.h. das Auftreten von Transversaldomänen wird entsprechend verändert. Die Ergebnisse der Messungen unter Belastung sind aber nicht so eindeutig. Dafür gibt es verschiedene Überlegungen, die alle in Richtung systematischer Fehler tendieren, z.B. die aufgrund ihrer Größe geringe Anzahl magnetostriktiv erfaßter Körner oder der nicht ganz geklärte effektive Belastungszustand des Materials. Im Gegensatz dazu beim amorphen Material, wo der systematische Fehler der Korngrößen und die nicht geklärte mechanische Belastung nicht relevant ist, funktioniert die Argumentation der Vorzugsrichtung wegen Verschiebung der Besetzungswahrscheinlichkeitsdichte und Einfluß von $a$ bzw. $\hat{B}_{\text{r.d.}}$ auf $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ unter sämtlichen applizierten Belastungszuständen sehr gut.

Praktische Relevanz der Erhöhung der peak-to-peak Magnetostriktion durch rotierende Magnetisierung erreicht die Situation im Bereich industriell eingesetzter Transformatoren. Dort werden h.g.o. Materialien mit sehr niedriger nomineller Magnetostriktion verwendet. Da sich aber in bestimmten Bereichen des Transformatorkerns rotierende Magnetisierung nicht vermeiden läßt, erhöht sich in diesen Regionen auch $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$. Da aber bei höherer Orientierung des Materials $a$ immer mehr an Einfluß gewinnt, ist in jenen bestimmten Regionen des Transformatorkerns $\hat{\lambda}_{\text{r.d.}}$ mitunter empfindlich erhöht. So könnte

es durchaus vorkommen, daß Kerne, die mit weniger gut orientierten Material aufgebaut sind eine geringere globale peak-to-peak Magnetostriktion aufweisen als jene mit höher orientiertem Material.

# Literatur

[1] J. P. Joule: *On the influence of magnetism upon the dimensions of iron*; Phil. Mag. 20 (1842) 206.

[2] J. P. Joule: *On the effects of magnetism upon the dimensions of iron and steel bars*; Phil. Mag. 30 (1847) 76, 225.

[3] E. Villari: *Über die Änderungen des magnetischen Moments, welche der Zug und das Hindurchleiten eines galvanischen Stroms in einem Stabe von Stahl oder Eisen hervorbringen*; Pogg. Ann. Bd. 126 (1865) 87.

[4] N. S. Akulov: *Zur Theorie der Feinstruktur der Magnetisierungskurven der Einkristalle*; Z. Phys. 69 (1931) 78.

[5] W. Heisenberg: *Zur Theorie der Magnetostriktion und der Magnetisierungskurve*; Z. Phys. 69 (1931) 287.

[6] W. F. Brown: *Domain Theory of Ferromagnetics Under Stress: Part I*; Phys. Rev. 52 (1937) 325.

[7] F. W. Lee: *The [110] magnetostriction of some single cristals of iron and silicon-iron*; Proc. Phys. Soc., Lond. A68 (1955) 65.

[8] Nippon Steel Corporation: NSC Cat. EXE367 (1984).

[9] H. Pfützner: *Rotational Magnetization – An effective source of numerical data on multidirectional permeability, losses and magnetostriction of soft magnetic materials*; Proc. X. Internat. Symp. Theoret. Electr. Eng. (1999) 377.

[10] H. Pfützner: *Rotational magnetization and rotational losses of grain oriented silicon steel sheets – Fundamental aspects and theory*; IEEE Trans. Magn. 30 (1994) 2802.

[11] A. J. Moses, B. Thomas: *Problems of the design of power transformers*; IEEE Trans. Magn. 10 (1974) 148.

[12] T. Nakata, Y. Ishihara, K. Yamada, A. Sasaano: *Non-linear analysis of rotating flux in the T-joints of 3-phase 3-limbed model transformer cores*; Proc. Soft Magn. Mater. 2, paper 4.5 (1975).

[13] M. Enokizono, T. Suzuki, J. D. Sievert: *Measurement of dynamic magnetostriction under rotating field*; IEEE Trans. Magn. 26 (1990) 2067.

[14] A. Hasenzagl, B. Weiser, H. Pfützner: *Magnetostriction of 3% SiFe for 2D magnetization patterns*; J. Magn. Magn. Mater. 160 (1996) 55.

[15] C. Krell, N. Baumgartinger, G. Krismanic, E. Leiss, H. Pfützner: *Relevance of multidirectional magnetostriction for the noise generation of transformer cores*; J. Magn. Magn. Mater. 215-216 (2000) 634.

[16] S. Wada, K. Fukui, Y. Takekoshi, T. Yagisawa: *Iron loss of rotating machines*; Proc. Soft Magn. Mater. 3 (1977) 62.

[17] A. J. Moses, G. S. Radley: *Experimental simulation of magnetic flux and power loss distribution in the stator core of a large rotating machine*; J. Magn. Magn. Mater. 19 (1980) 60.

[18] M. Enokizono, S. Fujiyama: *The influence of compressive stress on the magnetic flux density in a 3-phase induction motor core model*; J. Phys. IV France 8 Pr 2 (1998) 801.

[19] T. Yagisawa: *Core loss estimation of rotating machines with consideration of flux rotation*; 2-Dimensional Magnetic Measurement and its Properties, Ed.: M. Enokizono (1993) 29.

[20] H. Rahmatizadeh, A. J. Moses: *Effects of stress on flux distribution in motor stator laminations*; An. Fisica B 86 (1990) 305.

[21] T. Yamamoto, A. Siuchi, A. Hasenzagl, H. Pfützner: *Domain structure and magnetostriction of grain oriented silicon iron sheets under stress*; J. Electr. Eng. 48 (1997) 88.

[22] A. Hasenzagl, B. Weiser, H. Pfützner: *Novel 3-phase excited single sheet tester for rotational magnetization*; J. Magn. Magn. Mater. 160 (1996) 180.

[23] A. Hasenzagl, H. Pfützner, A. Saito, Y. Okazaki: *Status of the Vienna hexagonal single sheet tester*; $5^{th}$ international workshop on 1 & 2 - dimensional magnetic measurement and testing (1997) 33.

[24] M. Enokizono, G. Shirakawa: *Rotational dynamic magnetostriction of silicon steel sheet*; $1^{th}$ international workshop on 1 & 2 - dimensional magnetic measurement and testing (1992) 151.

[25] A. Saito, K. Yamamoto: *The 2D tensile stress effects on the magnetization properties of grain oriented silicon iron sheets*; $1^{th}$ international workshop on 1 & 2 - dimensional magnetic measurement and testing (1992) 143.

[26] C. Krell, N. Baumgartinger, G. Krismanic, E. Leiss, H. Pfützner: *Stress effects on the multidirectional magnetic behaviour of grain oriented silicon iron sheets*; J. Magn. Magn. Mater. 215-216 (2000) 63.

[27] L. Mehnen, H. Pfützner, G. Krismanic, E. Leiss, C. Krell: *2D magnetization control by means of evolutionary algoritms*; $6^{th}$ international workshop on 1 & 2 - dimensional magnetic measurement and testing, Bad Gastein, Austria; Proceedings ISBN 3-902105-00-3 (2001) 122.

[28] G. Krismanic, E. Kitz, L. Mehnen, E. Leiss, C. Krell, H. Pfützner: *A computerized design for exact control of two-dimensional induction patterns*; $7^{th}$ international workshop on 1 & 2 - dimensional magnetic measurement and testing, Lüdenscheid, Germany; Book of Abstracts (2002) Paper IV.2

[29] E. Kneller: *Ferromagnetismus*; Springer Verlag (1962) 217.

[30] Salz, W.: *A two-dimensional measuring equipment for electrical steel*; IEEE Trans. Magn. 30 Nr. 3 (1994) 1253.

[31] M. Nakano, H. Nishimoto, K. Hujiwara, N. Takahashi: *Improvements of single sheet testers for measurement of 2-D magnetic properties up to high flux density*; IEEE Trans. Magn. 35 Nr. 5 (1999) 3965.

[32] A. Hasenzagl, H. Pfützner, A. Saito, Y. Okazaki: *Fuzzy logic control system for the excitation of a 3-phase single sheet tester*; J. Phys. IV France 8 (1998) 685.

[33] N. Baumgartinger, H. Pfützner, G. Krismanic: *Practical Relevance of the hard direction of h.g.o. SiFe*; J. Magn. Magn. Mater. 215-216 (2000) 147.

[34] E. Czeija, R. Zawischa: *Vorrichtung zum Messen des Wechselinduktionsflusses oder der Flußänderung in ferromagnetischen Materialien aus der Induktionsspannung*; Österreichisches Patent 21e Nr 180990 (1955).

[35] G. Krismanic: *Methoden zur Bestimmung von Feldverteilungen und Verlusten bei rotierender Magnetisierung*; TU-Wien, Dissertation (2002).

[36] H. Pfützner: *Rotational magnetization and rotational losses of grain oriented silicon steel sheets - Fundamental aspects and theory*; IEEE Trans. Magn. 30 Nr. 5 (1993) 2802.

[37] G. Krismanic, C. Krell, H. Pfützner: *Relevance of 2D magnetization for transformer cores*; $6^{th}$ international workshop on 1 & 2 - dimensional magnetic measurement and testing, Bad Gastein, Austria; Proceedings ISBN 3-902105-00-3 (2001) 310.

[38] A. Hasenzagl: *Computergesteuertes Meßsystem zur Analyse anisotroper Ferromagnetika bei rotierendem Magnetfeld*; TU-Wien, Dissertation (1998)

[39] T. Nakata, N. Takahashi, M. Nakano, K. Muramatsu, M. Miyake: *Magnetostriction measurement with a laser doppler velocimeter*; IEEE Trans. Magn. 30 Nr. 6 (1994) 4563.

[40] T. Potma: *Dehnungsmeßstreifen Meßtechnik*; Philips Taschenbücher (1968).

[41] Nippon Steel Corporation: NSC Cat. EXE706 (1984).

[42] G. Krismanic, H. Pfützner, N. Baumgartinger: *A hand-held sensor for analyses of local distributions of magnetic fields and losses*; J. Magn. Magn. Mater. 215-216 (2000) 720.

[43] G. Krismanic, H. Pfützner, N. Baumgartinger: *On the practical relevance of rotational magnetisation for power losses of transformer cores*; J. Magn. Magn. Mater. 215-216 (2000) 150.

[44] A. Hubert, R. Schäfer: *Magnetic Domains*; Springer Verlag (1998) 417.

[45] T. Nozawa, M. Mizogami, H. Mogi, Y. Matsuo: *Magnetic properties and dynamic domain behavior in grain-oriented 3 % SiFe*; IEEE Trans. Magn. 32 Nr. 2 (1996) 572.

[46] G. J. Steck, B. A. Pregger, J. J. Kramer: *Domain structure and behavior in* $Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$; J. Appl. Phys. 53(11) (1982) 7834.

[47] M. Takezawa, Y. Wada, J. Yamasaki, T. Honda, C. Kaido: *Effect of grain size on domain structure of thin nonoriented SiFe electrical sheets*; IEEE Trans. Magn. 39 Nr. 5 (2003) 3208.

[48] A. Hubert, R. Schäfer: *Magnetic Domains*; Springer Verlag (1998) 530.

# Herzlichen Dank...

Zum Abschluß gebührt ein großer Dank jenen Personen, ohne die die Erstellung dieser Dissertation erheblich schwerer geworden wäre.

Besonderer Dank gilt Herrn Univ. Prof. Dr. Helmut Pfützner für die vielen Hilfestellungen während meiner ganzen Tätigkeitsperiode am Institut und die perfekte Betreuung dieser Arbeit. Bei Elisabeth Leiss, Dr. Georg Krismanic, Liqing Zhao und allen anderen Kollegen möchte ich mich für deren Mithilfe an den Meßaufbauten, Durchführung zahlreicher Meßreihen und Korrekturlesen dieser Arbeit ebenfalls bedanken.

Weiterer Dank gebührt meiner Lebensgefährtin Gerlinde Grüner, die mich sowohl beruflich als auch privat immer untertützt hat. Auch bei Junior, der wie es aussieht erst in fünf Minuten wieder munter werden wird.

Weitere Anerkennung ist an den FWF addressiert, der Teile dieser Arbeit durch die Projekte P10968, P12818 und P14779 unterstützte.

# lebenslauf

Christian Krell
Albertgasse 11/11
A-1080 Wien
Tel.: +43 699 117 90 336
E-mail: christian.krell@tuwien.ac.at

## persönliche details

| | |
|---|---|
| Familienstand: | Lebensgemeinschaft mit Gerlinde Grüner |
| Geburtsdatum und -ort | 29. 8. 1966 in Wien |
| Staatsbürgerschaft: | Österreich |
| Muttersprache: | deutsch |

## außerdem

| | |
|---|---|
| Präsenzdienst: | abgeleistet 1987 in Wien als Lkw- Fahrer |
| Führerschein: | A, B, C, E, F, G |
| Fremdsprachenkenntnisse: | Englisch verhandlungsfähig |

## schule

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| 1980 – 1986 | HTL (Nachrichtentechnik) | Mödling | Matura: | 24. 6. ´86 |
| 1976 – 1980 | Bundesrealgymnasium | Mödling | | |
| 1972 – 1976 | Volksschule | Maria Enzersdorf | | |

## studium

| | | | |
|---|---|---|---|
| 1989 – 1998 | Physik (stzw.) | Universität Wien | Abschluß: 19. 11. ´98 |
| Diplomarbeit: | "Micro-Strip-Gas-Chamber mit direkter zweidimensionaler Auslese durch gerasterte Backplane" am Inst. f. Hochenergiephysik der ÖAW in Wien und CERN. | | |
| 1999 – 2003 | Elektrotechnik (Doktorat) | TU Wien | voraussichtl. Abschluß: Ende Nov. 2003 |
| Dissertation: | "Magnetostriktion von weichmagnetischen Materialien unter rotierender Magnetisierung und mechanischer Belastung" am Inst. f. Grundlagen und Theorie der Elektrotechnik der Technischen Universität Wien. | | |
| 2001 – | Philosophie und Politikwissenschaften an der Universität Wien | | |

## hobbys

Philosophie, Politikwissenschaften (in Form eines Studiums)
Kfz Oldtimer

## berufstätigkeit nach der studienzeit

| | |
|---|---|
| 1999 – 2003 | Technische Universität Wien, Inst. f. Grundlagen u. Theorie d. Elektrotechnik in 1040 Wien: als Vertragsassistent (Forschung, Lehre, Administration). |
| 1999 | Vienna Communication Technologies in 1030 Wien als Technischer Angestellter. |

## studienbegleitende tätigkeiten

| | | |
|---|---|---|
| 1991 – 1999 | Fa. Schülerhilfe in 2500 Baden: | Lehrkraft (M, Ph, Et) |
| 1998 | ÖAMTC in 1010 Wien: | Motorrad-Stauberater |
| 1996 – 1998 | Öri (Pächter) in 1160 Wien: | Wochenend-Tankwart |
| 1996 | CERN in Genf (CH): | Wissenschaftliche Tätigkeit |
| 1995 – 1996 | Creditanstalt in 1090 Wien: | Expeditor |
| 1995 | Metropol in 1170 Wien: | Bühnenhelfer |
| 1994 | Edlhaimb (Pächter) in 1080 Wien: | Wochenend-Tankwart |
| 1994 | Flughafen Wien in 1300 Wien-Schwechat: | Urlaubsersatzkraft |
| 1993 | Academia Hotels in 1080 Wien: | Haustechniker |
| 1992 | Kraft & Wärme in 2344 Maria Enzersdorf: | Installateur |
| 1991 | Kuratorium f. Verkehrssicherheit in 1030 Wien: | Statistische Erhebungen |
| 1990 | Datentechnik in 2491 Neufeld: | Entwicklungselektroniker |
| 1990 | Post und Telekom in 1090 Wien: | Bürotätigkeit |
| 1990 | Funkfahrtendienst Haas in 1210 Wien: | Chauffeur |

## berufstätigkeit vor der studienzeit

| | | |
|---|---|---|
| 1987 – 1989 | Sun Electric in 2380 Perchtholdsdorf | als Elektroniker |
| 1986 – 1987 | Secon in 1100 Wien | als Elektroniker |

**List of Publications:**


1) C. Krell, N. Baumgartinger, G. Krismanic, E. Leiss, H. Pfützner:
Stress effects on the multidirectional magnetic behavior of grain oriented silicon iron sheets.
Journal of Magnetism and Magnetic Materials 215-216 (2000) p. 63-65.

2) C. Krell, N. Baumgartinger, G. Krismanic, E. Leiss, H. Pfützner:
Relevance of multidirectional magnetostriction for the noise generation of transformer cores.
Journal of Magnetism and Magnetic Materials 215-216 (2000) p. 634-636.

3) E. Kaniusas, L. Mehnen, C. Krell, H. Pfützner:
A magnetostrictive acceleration sensor for registration of chest wall displacements.
Journal of Magnetism and Magnetic Materials 215-216 (2000) p. 776-778.

4) N. Baumgartinger, C. Krell, H. Pfützner, G. Krismanic:
Application of neural networks for the prediction of multidirectional magnetostriction.
Journal of Magnetism and Magnetic Materials 215-216 (2000) p. 617-619.

5) C. Krell, N. Baumgartinger, E. Leiss, H. Pfützner:
Effects of mechanical stress on soft magnetic materials under rotational magnetization.
XVI IMEKO World Congress (Vienna, Austria),
Conference Proceeding Vol. IV, ISBN 3-901888-06-3 (2000) p. 177-183.

6) C. Krell, L. Mehnen, E. Leiss, H. Pfützner:
Rotational Single sheet testing on samples of arbitrary size and shape.
6th International Workshop on 1 & 2-Dimensional Magnetic Measurement and Testing
(Bad Gastein, Austria), Conference Proceeding, ISBN 3-902105-00-3 (2001) p. 96-103.

7) L. Mehnen, H. Pfützner, G. Krismanic, E. Leiss, C. Krell,:
2d magnetization control by means of evolutionary algorithms.
6th International Workshop on 1 & 2-Dimensional Magnetic Measurement and Testing
(Bad Gastein, Austria), Conference Proceeding, ISBN 3-902105-00-3 (2001) p. 122-130 .

8) C. Krell, E. Leiss, H. Pfützner:
Effects of stress on permeability, losses and magnetostriction of crystalline and amorphous soft magnetic materials.
6th International Workshop on 1 & 2-Dimensional Magnetic Measurement and Testing
(Bad Gastein, Austria), Conference Proceeding, ISBN 3-902105-00-3 (2001) p. 242-247.

9) G. Krismanic, C. Krell, H. Pfützner:
Relevance of 2d magnetization for transformer cores.
6th International Workshop on 1 & 2-Dimensional Magnetic Measurement and Testing
(Bad Gastein, Austria), Conference Proceeding, ISBN 3-902105-00-3 (2001) p. 310-316.

10) C. Krell, E. Leiss, H. Pfützner:
Power loss of h.g.o. Silicon Steel under rotational magnetostriction.
Journal of Magnetism and Magnetic Materials 254-255 (2003) p. 201-203.

11) C. Krell, E. Kitz, H. Pfützner:
Multidirectional magnetostriction of highly grain oriented silicon steel under defined elliptical or circular magnetization.
7th International Workshop on 1 & 2-Dimensional Magnetic Measurement and Testing
(Lüdenscheid, Germany), Conference Proceeding, ISBN 3-89701-992-2, ISSN 0179-0595 (2003) p. 191-196.

12) G. Krismanic, E. Kitz, L. Mehnen, E. Leiss, C. Krell, H. Pfützner:
A computerized design for exact control of two dimensional induction patterns.
7th International Workshop on 1 & 2-Dimensional Magnetic Measurement and Testing
(Lüdenscheid, Germany), Conference Proceeding, ISBN 3-89701-992-2, ISSN 0179-0595 (2003) p. 89-96.

13) W. Pluta, E. Kitz, C. Krell, R. Rygal, M. Soinski, H. Pfützner:
Practical relevance of rotational loss measurement of laminated machine cores.
Przeglad Elektrotechniczny (Polish periodical) 03/2003, PL ISSN 0033-2097 (2003) p. 151-154.